

Title	湖における吹送流と密度流の発生・流動機構に関する研究( Dissertation_全文 )
Author(s)	大久保, 賢治
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	1989-01-23
URL	<a href="http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r6752">http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r6752</a>
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

湖における吹送流と密度流の  
発生・流動機構に関する研究

昭和63年8月

大久保賢治





# 湖における吹送流と密度流の 発生・流動機構に関する研究

昭和63年8月

大久保賢治



# 目 次

	頁
緒 論	1
第1章 湖流の基礎方程式と流れの分類	4
1.1 概 説	4
1.2 基礎方程式の無次元化	5
1.3 回転系における流れの分類	7
1.3.1 回転水理学に関する従来の研究	7
1.3.2 回転交換密度流実験	9
1.3.3 フロントの進行特性	13
1.3.4 フロントの形状特性	18
1.4 回転系における流れの抵抗	23
1.4.1 流れの偏向に関する従来の研究	23
1.4.2 回転管路の抵抗実験	24
1.4.3 回転による抵抗増加	27
1.5 密度流混合層の特性	27
1.5.1 混合層の厚さ	27
1.5.2 界面波の特性	33
1.6 結 語	40
参考文献	41
第2章 浅水湖の吹送流に関する研究	43
2.1 概 説	43
2.2 琵琶湖南湖の湖流解析	44
2.2.1 3層位モデルと計算条件	44
2.2.2 湖流調査期間の境界条件	46
2.2.3 3層計算と1層計算の比較	48
2.2.4 分布風による湖流計算	50
2.2.5 湖流調査期間の湖流計算	54
2.2.6 代表的な湖流パターン	58
2.2.7 湖流解析の問題点	66
2.3 吹送流の流速鉛直分布と抵抗則	69
2.3.1 吹送流に関する従来の研究	69
2.3.2 有効動粘性係数の導入	70
2.3.3 吹送流の水面抵抗則	78
2.3.4 表面流速と渦動粘性係数	82
2.4 琵琶湖南湖の湖流観測	85
2.4.1 流速・濁度の現地観測(1985年)	85
2.4.2 流速・水温の現地観測(1986年)	95
2.4.3 吹送流における成層の効果	100
2.4.4 水温・濁度の鉛直拡散	104
2.4.5 湖流の偏向と鉛直混合	109
2.5 結 語	118
参考文献	119



	頁
第3章 湖面冷却による下層密度流の研究	123
3.1 概説	123
3.2 密度流の現地観測	124
3.2.1 観測の経緯	124
3.2.2 傾斜底の下層密度流	134
3.2.3 密度流の実態	139
3.3 浅水湖の熱収支	148
3.3.1 湖面冷却量の表示	148
3.3.2 表層水温分布と移流効果	153
3.3.3 風による冷却と混合	155
3.4 密度流の発生予測	156
3.4.1 流速鉛直分布の観測	156
3.4.2 流速分布と界面抵抗則	165
3.4.3 流れの横断特性と限界流条件	173
3.4.4 密度流逆流量の検討	183
3.4.5 縦断分布の特性	185
3.4.6 密度流モデル	190
3.5 結語	193
参考文献	195
第4章 成層湖の環流に関する研究	199
4.1 概説	199
4.2 加熱環流の基礎実験	201
4.2.1 現象の支配パラメータ	201
4.2.2 加熱環流実験	202
4.2.3 環流と成層化	207
4.2.4 環流に及ぼす地形効果	214
4.3 環流の模型実験と相似則	217
4.3.1 力学的相似	217
4.3.2 実験の概要	218
4.3.3 予備的実験	221
4.3.4 一定加熱実験	225
4.3.5 断続加熱実験	231
4.3.6 年間の環流模擬実験	234
4.3.7 熱的相似の検討	236
4.4 環流の内部構造	240
4.5 結語	241
参考文献	243
結論	245

## 緒 論

ある海洋学者は湖を海洋学の実験室に喩えた。荒れる海に比べ穏やかな湖の方が調査に適することを述べたもののようであるが、真意は多くの海洋物理現象に対応した現象が湖にも存在する点にあると思われる。確かに、若干の塩分を含むことにより海 (die See) の物理・生物現象は湖 (der See) に比べると種々の面で多様であり、神秘的かつ有機的で豊かな雰囲気をもっている。一方、飲用水、生活・農業用水を求め、また、漁や舟運の場として人々は好んで淡水をたたえる湖のほとりに暮らした。多くの旅人をたたずませたであろうその穏やかな風景もまた、得がたい無形の恩恵と感じられるのである。

ところが近年、周辺地域の開発に伴う湖水の汚染が進行し、湖のイメージは変わりつつある。排水とともに流入する物質の蓄積と生化学作用により富栄養化が進み、アオコや淡水赤潮の発生が報道され、渇水時には大量の廃棄物が湖岸に打上げられる。湖沼は河川と海洋の中間的な規模をもつ水域として位置づけられるが、単位幅流量では河川の数十ないし数百分の一になる。水の回転率が低く、流速が小さいことがあいまって湖水は変質し、問題視されるに至る。停滞水域、閉鎖水域とは、このような特徴を指し、これらの用語は湖の汚染された現状を強く反映しているように思われる。

このように人間の社会的・精神的生活に重要な役割を果たしてきた湖を美しく保ちたいという願望に反して、汚染が進行しつつある現状を何らかの方法により把握し、改善のために対処する必要が生じる。環境水理学はそのうちの流動に関する研究分野である。流動・拡散・水温で構成される湖流系は気象系と生化学系の中間に位置する物理システムであると同時に、開発と環境の関係を表示するコンソールとして社会システムの一要素となっている。湖流現象を解明することは湖の全貌を明らかにすることではないが、これらのシステム全体を記述する上で極めて重要な部分を占めている。

湖流は風と熱（気象条件）に支配され、それぞれに応じ吹送流と密度流が発生する。これらの流系はその鉛直構造が重要である。流速は微弱であるが水温差に基づく有効重力が極めて小さくなりうるため密度Froude数が広範に変化し、成層流の安定限界状態がしばしば発生して流系間の遷移を支配する。研究的立場では区別される吹送流と密度流であるが、吹送流自由水面も気液の界面であり、ある局面について密度流と類似点をもつ。いずれも変形しうる界面近くのせん断流であり、現地では両者が風を媒介として複雑に遷移する。すなわち、風は吹送流を引起すだけでなく、湖水冷却を促し密度流の発生に寄与するが、最終的に強風が密度流を破壊する。

平面的な湖流問題が本格的に扱われるようになったのは、計算機を用いた数値的手法の発展による。1970年代には、湖流すなわち数値計算と見なされていたといっても過言ではなく、これは複雑な地形と時間的に変化する境界条件を重要視することによっている。湖の汚染は洪水や高潮のような現象に比べると極めて緩慢な時間規模で進行する災害であるが、ひとたび顕在化すれば復旧は困難である。従って、工学的見地からいうとこれほど数値モデルの予測可能性が問われる

問題はないといえる。湖をとりまく社会的環境は極めて複雑であるから、数値計算結果も直ちに受容されず、何らかの検証が必要となる。

河川流や潮流のように重力の卓越する流れ、湖でも表面静振のような現象の水理実験は可能である。沿岸・河川における流れの実験は一般的であるのに、中間規模の湖流がそうでないのは、地形が平面的に一樣でないこと、すなわち水深分布で形成される水平循環流の再現が難しいことが大きな要因であろう。それでは地形が一樣であれば実験は可能であろうか。確かに、吹送流や密度流の特性は実験的に検討されているが、これらを現地に適用する際に問題になるのは、流れが比較的低速であるという点である。流速に対して水平規模が十分大きくなると、実験にも地球自転効果を模擬する必要が起りうる。

回転水理実験にもスケールの問題は伴うが、基本的な自転効果を再現することは可能である。また、非回転系における吹送流や密度流実験の成果は、本研究で対象とする流れの重要な情報である。これらの室内実験結果を現地観測と比較・修正しながら検証し、その結果を反映した数値モデルに高めていくことは重要である。本研究では、この立場を基調として湖流の数値的研究のためのパラメタリゼーションを行う。特に、吹送流や密度流の鉛直構造および非回転系と回転系の遷移を支配する鉛直渦動粘性係数の問題に重点をおいている。流れの場の複雑さは、この係数とその鉛直分布の変動に集約させ、従来の湖流の基礎式に適用する。

対象として、浅水湖の吹送流、湖面冷却による下層密度流、成層湖の環流を扱うが、これらを風と熱および地形の作用する湖の基本的な流動形態であると考えている。琵琶湖の3種の流系、すなわち、南湖の吹送流、琵琶湖大橋付近の冬季密度流および成層した北湖の環流がそれぞれの流系の原型であり、あるいは比較・検証の対象である。南湖吹送流は数値解析、冬季密度流では現地観測、北湖環流では模型実験を、それぞれ初期の手法としたが、吹送流・密度流については特別に計画した現地観測を実施した。複数の流系を扱うことで2種の遷移現象を調べた。一つは深水・浅水湖の遷移、他の一つは成層・均質湖の遷移であり、本論文の構成は以下の通りである。

第1章では、地球自転効果に着目して湖の水平・鉛直規模について考察し、湖流の領域区分を行う。こうして、以下の各章で述べる流系を扱う枠組みを決定する。つぎに、吹送流と密度流の遷移を考える上で重要と考えられる密度流混合層と界面粗度要素である界面波について述べる。これらの目的のために3種の基礎実験を行い、回転系流れの領域区分、自転による二次流および密度流混合層と界面波の基本特性を検討する。深水・浅水湖の遷移と成層・均質湖の遷移を個別に扱うが、以後の章で、これらは鉛直・乱れスケールの複合効果として渦動粘性係数に集約され、これが回転・非回転系の遷移を支配する因子と考える。

第2章では、密度一様な吹送流の数値解析の結果を分析し、風向による流況の相違を明らかにすることで湖流にとって自転が重要となりうる機構を考察する。また、湖流計算とその周辺問題（入力 of 風や検証となる湖流観測値）の整合が重要なことを指摘し、この問題を解決するために湖流鉛直分布の実測が有効な手段であることを確認する。まず、水理実験値を用いて水面抵抗則を議論し、水面の安定効果が重要という知見を得る。ついで現地観測より、水温成層が渦動粘性係数、すなわち吹送流の鉛直分布を支配する実態を示す。また、上記の水面抵抗則を水温成層場

に拡張して比較し、自転による表層流の偏向が重要となる基準を明らかにする。

第3章では、湖面冷却時の下層密度流を扱う。琵琶湖における流れの実態、流軸変動について考察し、日単位熱収支計算法や成層破壊風速を検討する。流速鉛直分布には表面静振や吹送流の影響が加わるが、密度流が卓越する場合の界面付近の流速分布、渦動粘性係数、界面抵抗係数を評価する。また、吹送流の影響が強まると界面波が発生し、上層水温は低下して緩混合密度流となることを示す。二次流の実測から吹送流と同様の偏向関係を密度Froude数一定の関係とみて、密度流の逆流量を表示し、これを用いた単純なモデルにより、その発生が予測できることを示す。自転が密度流流量に及ぼす影響は大きく、密度流の間欠的な発生機構を支配することが明らかにされる。

第4章では、成層湖に発生する水平環流を扱う。基礎・模型実験から実験相似則と流れの成因を検討し、成層化と環流の相互関係を明らかにする。力学的相似の無次元数を示し、実験の環流配列が観測パターンと一致することを示す。一定加熱実験で環流の密度Froude数が0.3~0.4程度に保たれること、断続加熱実験で現れる軸対称波動に対して環流が Hadley regimeの流れであることを示した後、熱（浮力）の相似も検討する。実験の無次元水温分布から現地の水温漸変層が環流によって維持され、環流が存在する季節に明瞭なことを指摘する。最後に、吹送流と密度流の知見から環流の流速分布を推定し、渦動粘性係数の鉛直分布の年間変化を検討する。

最後に、以上の各章の内容を要約し、第2~4章で取扱う3種の流系は、時間規模は異なるが、界面安定性の観点からみると類似した機構をもつことを述べて結論としている。



# 第1章 湖流の基礎方程式と流れの分類

## 1.1 概説

本章の目的は地球自転の効果を受ける回転系流れの無次元パラメータを選択し、以下の各章で扱う流れがそうしたパラメータによりいかに特徴づけられ、また、どのような流れの範疇に分類されうるかという見通しを得ることである。そのために、1.2節では基礎方程式の無次元化について考察し、非回転系から回転系への遷移が時間スケールの選択にあること、そして、湖流には回転系時間スケールが適当なことを示す。選んだ無次元パラメータはRossby数  $Ro = V/fL$  と鉛直 Ekman数  $Ev = \nu_v/fH^2$  であり、1.3および1.4節の基礎実験でこれらの効果を議論する。ここに、 $V$ 、 $L$ 、 $H$ は代表流速および水平・鉛直長さ、 $f$ はCoriolisパラメータ、 $\nu_v$ は鉛直渦動粘性係数である。

本研究で実際に扱う琵琶湖の流系について上記の無次元パラメータの範囲を考える。風や湖面浮力束、放流量に支配される湖流の流速概略値と水域規模から $Ro$ は評価できるが、 $Ev$ の評価には $\nu_v$ の値が必要である。流れの内部状態を知り、 $\nu_v$ を推定することは本研究の重要な課題であり、以下の各章で個々の流系について検討するが、いま、 $\nu_v = 1 \text{ cm}^2/\text{s}$  という値を仮定し、密度流の鉛直スケールに流動層厚を用いると、第2章～第4章で扱う3種の流系の無次元数は表1.1のようになる。これらの流系の $Ro$ は海洋流れのそれと同程度の値であるが、 $Ev$ は海洋では $10^{-4}$ 以下であるので1オーダー以上大きい値になる。多くの湖沼や内湾、沿岸および諸外国の河口部等も同程度の $Ro$ と $Ev$ の値をもつ。こうした領域は深海理論の適用外で、さらに、平面流れであるため数値シミュレーションが適した流系である。

いずれの流系も $Ro < 1$ の強回転域にあるが、 $Ev$ は大きく、しかも流系毎に異なる。本章では、水平規模からみて地球自転効果が無視できない範囲( $Ro < 1$ )で、水深、すなわち $Ev$ による現象の変化を考えることにより浅水湖と深水湖の遷移過程を扱う。第3節の実験にもみられる回転に伴う流量減少は各流系に共通し、強化した二次流の結果として起こるものである。第4節では、こうした流れの偏向特性を回転管路流れの抵抗特性に置換えて実験を行うが、第3節とは異なり、定常流を扱うことで自転効果をより定量的に評価する。

表1.1 本研究で扱う流系 ( $\nu_v = 1 \text{ cm}^2/\text{s}$ と仮定)

		$V(\text{cm/s})$	$L(\text{m})$	$H(\text{m})$	$Ro$	$Ev$
南湖吹送流	(第2章)	10	4000	4	0.30	0.074
冬季密度流	(第3章)	4	1000	2	0.48	0.30
北湖熱環流	(第4章)	15	20000	25	0.089	0.0019

3種の流系のうち、南湖吹送流のみが密度一様な均質流であり、他の流系は密度流に属する。北湖の環流は、成因が風なのか熱流入なのか明らかでないが、成層が重要な上層密度流である。湖面に吹く風は吹送流を引起すと同時に湖水冷却を促し、密度流発生に寄与する。一方で強風は発生した密度流を破壊する要因となり、現地では両者が風を媒介として複雑な遷移形態を呈する。吹送流と密度流はともに変形しうる界面近くのせん断流であって、この共通点に着目しなければ両者が頻繁に遷移する特性は説明し難い。実際、吹送流でも、水温成層が本質的な役割を果たすことを第2章で検証するが、成層・非成層流の遷移を知るためには成層安定限界付近の密度流の特性を明らかにしておく必要がある。この目的のため、第5節では密度流界面過程、特に混合層と界面波の可視化実験を行う。

次節で示すように鉛直 Ekman数 $E_v$ は回転・非回転系の遷移を支配する。深水・浅水湖の遷移と成層・非成層流の遷移は水深と渦動粘性係数の変化を通し $E_v$ を変化させる要因となる。

## 1.2 基礎方程式の無次元化

湖流の基礎式として一般的に用いられるのは平面二次元流に関するNavier-Stokes式であって、つぎのように書かれる。

$$\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + (\mathbf{u}^* \cdot \nabla^*) \mathbf{u}^* + w^* \frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial z^*} + f \mathbf{k} \times \mathbf{u}^* = - \frac{1}{\rho} \nabla p^* + \nu_h \nabla^2 \mathbf{u}^* + \nu_v \frac{\partial^2 \mathbf{u}^*}{\partial z^{*2}} \quad (1.1)$$

ここに、 $\mathbf{u}$ は水平流速ベクトル、 $w$ は鉛直流速、 $p$ は圧力、 $\nabla$ は水平( $x, y$ )面内の勾配演算子、 $\mathbf{k}$ は鉛直方向の単位ベクトル、 $f$ はCoriolisパラメータ、 $\nu_h$ 、 $\nu_v$ は水平・鉛直の渦動粘性係数であり、 $*$ は次元量を示す。速度スケールに $V$ 、水平スケール $L$ 、鉛直スケール $H$ を用いて

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^*/V, (x, y) = (x^*, y^*)/L, z = z^*/H, w = w^*/\gamma V, \gamma = H/L \quad (1.2)$$

とし、以下の二通りの無次元化を行う。自転効果 (Coriolis項) の導入が自明でない場合には、時間スケールを $L/V$ にとる。すなわち、

$$t = t^*/(L/V), p = p^*/\rho V^2 \quad (1.3)$$

を用いればつぎの形を得る<sup>1)</sup>。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + w \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} + \frac{1}{Ro} \mathbf{k} \times \mathbf{u} = - \nabla p + \frac{\gamma \nu_h}{Re \nu_v} \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{\gamma Re} \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} \quad (1.4)$$

基礎式に現れる無次元パラメータは $Ro = V/fL$ 、 $Re = VH/\nu_v$ 、 $\gamma = H/L$ および $\nu_h/\nu_v$ である。Rossby数 $Ro$ が逆数の形ではいっているので非回転系 $f \rightarrow 0$ への接続は容易である。

一方、回転系においては、

$$t = t^*/(1/f), p = p^*/\rho f V L \quad (1.5)$$

のように、時間スケールを  $1/f$  に変更すれば、

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + R_0 \{ (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{w} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \} + \mathbf{k} \times \mathbf{u} = - \nabla p + E_h \nabla^2 \mathbf{u} + E_v \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} \quad (1.6)$$

となり、(1.4)式では  $Re$ 、 $u_h/u_v$  および  $\gamma$  で表された粘性項の係数が水平 Ekman 数  $E_h = u_h/f L^2$  と  $E_v$  に変わる。(1.4)と(1.6)の相違は時間スケールの選択にある。本研究で扱う流れは、いずれも  $R_0 = O(10^{-1})$  であり、移流時間  $L/V$  は慣性時間  $1/f$  より 1 オーダー小さい。すなわち、考える流れの範囲では二つの式系で時間スケールが 10 倍異なり、 $R_0 = 1$  のときに両者は一致する。

ここで、(1.1)の鉛直積分系を考える。簡単のため水平方向の移流および粘性項を省略すると、(1.4)および(1.6)はそれぞれ、つぎようになる。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{1}{R_0} \mathbf{k} \times \mathbf{u} = - \frac{1}{F^2} \nabla \eta + \frac{1}{\gamma Re} \frac{\tau_s - \tau_b}{h} \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{k} \times \mathbf{u} = - \frac{R_0}{F^2} \nabla \eta + E_v \frac{\tau_s - \tau_b}{h} \quad (1.8)$$

ただし、 $\mathbf{u}$  は鉛直平均流速ベクトル、 $\eta$  は水面変位、 $F = V/(gH)^{1/2}$  は Froude 数である。水面および底面応力  $\tau_s$ 、 $\tau_b$  は、いずれの場合も  $\rho u_v V/H$  で無次元化した。 (1.3) および (1.5) に示した圧力スケールを用いる場合は (1.7)、(1.8) とともに粘性項の係数は  $1/\gamma$  になる。(1.7) に  $R_0$  を乗じると時間項の係数  $R_0$  を除いて (1.8) と一致する。非回転系では (1.7) で  $1/R_0 \rightarrow 0$  とした右辺 2 項の等流バランスが基本である。一方、海洋流れでは (1.8) 左辺第 2 項と右辺第 1 項の地衡流バランスを基本とし、偏向が抵抗と類似の役割を果たす。

(1.8) 式は単純化された場合の密度流にも適用できる。二層流で上層が十分厚い（その流動が無視しうる）場合の下層密度流では、重力加速度を有効重力加速度  $g' = (\Delta\rho/\rho)g$  に置換えればよく、(1.8) 式の  $F$  を密度 Froude 数  $Fi$ 、 $\eta$  を界面変位、 $\tau_s$ 、 $\tau_b$  を界面と底面での無次元応力とみなす。速度スケール  $V$  に表面および内部長波の波速  $(gH)^{1/2}$ 、 $(g'H)^{1/2}$  を用いると、つぎの事実に気づかれる。すなわち、 $g' = 0.015 \text{ m/s}^2$ （水温差  $15^\circ\text{C}$  相当）、 $H = 40 \text{ m}$  では、表面および内部静振の変形半径  $V/f$  は、それぞれ  $200 \text{ km}$  および  $20 \text{ km}$  程度となる。我が国最大の琵琶湖北湖を考えても表面静振について自転効果は重要でない<sup>2)</sup>。一方、内部静振については内部変形半径が北湖のスケールと同程度であり、現実には琵琶湖で観測される内部静振が旋回性を有する<sup>3)</sup> ことからわかるように自転効果が重要と結論できる。

しかし、上記評価は波速に関するものであり、表面・内部いずれのモードについても定常流の代表流速は  $V = 10 \text{ cm/s}$  程度、すなわち相当する変形半径は  $1 \text{ km}$  にすぎない。これは表面モードの Froude 数が極めて小さいことを意味し、上述の  $V = 10 \text{ cm/s}$  と  $H = 4 \text{ m}$  の場合には  $F = 0.015$  に過ぎない。一方、内部モードでは流速と内部波速が同程度になり、流れに関する密度 Froude 数が意味をもつ。同様の議論が海洋流れについてなされ、密度流における Coriolis 効果が均質流における

それより重要であることが指摘されている。次節では、こうした回転系密度流に注目して流れの分類を行う。

### 1.3 回転系における流れの分類

#### 1.3.1 回転水理学に関する従来の研究

Whitehead・Leetmaa・Knox<sup>4)</sup>により展開された回転水理学 (Rotating Hydraulics) は非回転系の深い貯水池からの越流流出と同じ範疇に属し、その名称は開水路水理学と同様の限界流の概念を回転系に導入したことに由来する。Whiteheadらは図1.1のような海峡モデルについてsillを越える冷水流出を考えた。図のsill頂付近では水路幅も狭まっている。彼らはsill頂部を限界流が等流状態で現れるという意味で十分長い長方形断面水路と考え、つぎの結果を得た。

水路の流れは上流水頭  $h_u$  に基づく Rossby の内部変形半径  $(g' h_u)^{1/2} / f$  と水路幅  $b$  の大小関係により3レゾームに分類される。sillを通過する冷水流量  $Q$  は回転効果が強まる (内部変形半径が小さくなる) ほど減少する。これに応じて界面は傾く (地衡流平衡する) が、下層厚の小さい場所ほど大きな流速値が予測される。Rydberg<sup>5)</sup> はこうした非粘性の扱いに疑問をもち、異なる数値解を示した。渦度保存式を除外し局所限界流を仮定した上で Bernoulli 和が最大の流線のみが上流水頭  $h_u$  と関係づけられるとした。

図1.1でsill頂での層厚を  $h$ 、流速を  $v$  とし、 $x$  は横断方向 (右岸を  $x=0$ 、左岸を  $x=-b$ ) にとって Whiteheadら<sup>4)</sup> の結果を示す。Bernoulli式とポテンシャル渦度保存式は、それぞれ

$$u^2/2 + v^2/2 + g' h = g' h_u \quad (1.9)$$

$$(\partial v / \partial x - \partial u / \partial y + f) / h = f / (h_u + H_0) \quad (1.10)$$

となる。さらに、

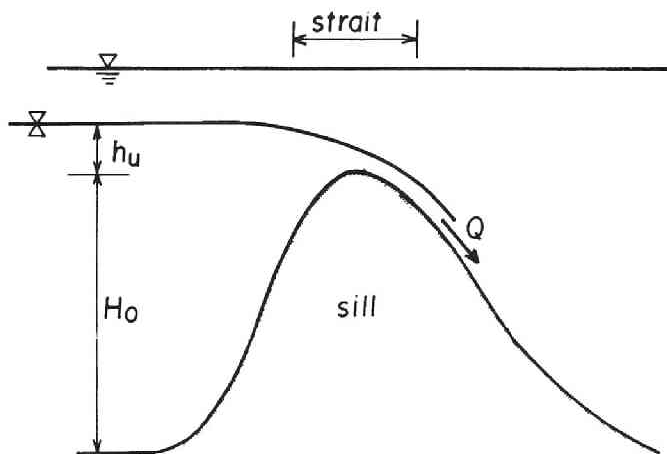


図1.1 回転水理学の海峡モデル



$$\nabla \times \psi \mathbf{k} = h \mathbf{u} \quad (1.11)$$

のような流れ関数 $\psi$ を用いると

$$\phi_1 = u^2/2 + v^2/2 + g'h, \quad (1.12)$$

$$\phi_2 = (\partial v / \partial x - \partial u / \partial y + f) / h \quad (1.13)$$

の間には、

$$d\phi_1/d\psi = \phi_2 \quad (1.14)$$

が成立しなければならない。(1.9),(1.10)において $v \gg u$ 、 $\partial v / \partial x \gg \partial u / \partial y$ の場合を考える。 $v_0$ 、 $h_0$ を $x=0$ での値とすれば、この流線について、

$$v_0 = [2g'(h_u - h_0)]^{1/2} \quad (1.15)$$

である。 $h$ が大きく摩擦が無視できるとすれば、つぎの地衡流平衡、

$$f v = g' \partial h / \partial x \quad (1.16)$$

が成立する。条件(1.14)を満たす特別の場合として、上流水深 $H_0$ が大きく、上流ポテンシャル渦度がゼロとみなせる場合には、(1.10)より、

$$v = -f x + v_0. \quad (1.17)$$

であるから、(1.16)に代入して、

$$h = -f x^2/2g' + f v_0 x/g' + h_0. \quad (1.18)$$

を得る。流れの幅が水路幅 $b$ に等しい弱回転レジームの場合は

$$Q' = (g'/2f) [h_0^2 - h(-b)^2] \quad (1.19)$$

として流量を求める。(1.15)を用いて $h_0$ を消去するとつぎのようになる。

$$Q' = 0.5 [f b^2/2 + v_0 b] [2h_u - (v_0^2 - f^2 b^2/2 - f b v_0)/g'] \quad (1.20)$$

最大流量定理、すなわち $h_0$ に対する $Q'$ の最大化は、与えられた $h_u$ について $v_0$ に対する最大化と等価であり、最大流量は

$$Q_m = (2/3)^{3/2} b g'^{1/2} [h_u - f^2 b^2/8g']^{3/2} \quad (1.21)$$

のように解け、 $f=0$ とすれば非回転系の結果に一致する。一方、流れの幅が $b$ より小さい場合、すなわち、 $(g'h_u)^{1/2}/f < b$ の強回転域では

$$Q_m = g' h_u^2 / 2 f \quad (1.22)$$

である。

Sumbuco・Whitehead<sup>6)</sup>は、無限幅の堰を越える弱回転域の流れを異なった仮定の下で考えた。 $\partial/\partial x = 0$ として、地衡流関係(1.16)は用いず、(1.10)を積分して

$$u = -f \ell \quad (1.23)$$

とおき、これを Bernoulli式に代入して、単位幅流量を

$$q = h (2g' h_u - f^2 \ell^2)^{1/2} \quad (1.24)$$

と表し、 $\partial q / \partial h = 0$ より

$$q_m = g'^{-1} [(2/3)g' h_u - (1/3)f^2 \ell^2]^{3/2} \quad (1.25)$$

を求めた。すなわち、主流の流量は横断流速が発生することで減少する。

上流ポテンシャル渦度がゼロでない場合を含む回転水理学の広範なレビューと解析は、Gill<sup>7)</sup>によって示されている。また、Shen<sup>8)</sup>は左手の壁からのseparationも含む系統的な回転水理実験を行っている。

Rydberg<sup>5)</sup>が示したように浅水域では摩擦効果が重要になるであろう。以下では、回転水理学を湖または河口域に拡張する可能性を調べるため、河口域の実験である交換密度流の手法を回転水理学領域まで適用する。この実験と関連して、Gill<sup>9)</sup>は、一様水路における初期の水位分布が階段関数で表される静止状態から起こる均質流れについて、回転水理学の基礎式を用いて解析解を見出している。解の主な特徴は水路の右手側の壁に沿うKelvin波の伝播であり、後続流部分での解の定常化が明らかである。しかし、Gillも摩擦を無視しており、しかも初期の水面不連続量に変形半径に比べて十分小さいという仮定があった。

### 1.3.2 回転交換密度流実験

Rossby数 $Ro$ と鉛直Ekman数 $Ev$ による流れの領域区分を調べる基礎実験を行った<sup>10)</sup>。前節の議論から自転効果が重要な密度流を対象とし、交換密度流の手法を用いる。この実験では、淡・塩水密度差 $\Delta\rho$ 、回転角速度 $\omega$  ( $f=2\omega$ )および水深 $H$ を制御して $Ro$ と $Ev$ を広範に変化させうる。また、回転実験では $Ev$ に置換えられるが、既往の非回転実験でReynolds数 $Re$ の効果がよく知られているのも好都合である。さらに、 $Ro$ は内部変形半径 $V/f$ 、すなわちフロントの幅と水路幅 $b$ の比を意味し、視覚的にも理解が容易である。

実験装置は図1.2に示すようにターンテーブル(回転速度0.25~2.5 r.p.m.)上にアクリル製長方形断面水槽(幅10cm、長さ100cm、深さ15cm)を設置したものである。水路中央断面には除去可能な隔壁を設け、その両側に淡水と塩水水位が等しくなるように湛水しテーブルを回転させる。剛体回転状態に至った後、隔壁を除去し実験を開始する。水槽上方のモータードライブカメラで塩水の下層フロントが伸びる状況を撮影した。当初、塩水を着色する方法を用いたが、アルカリ

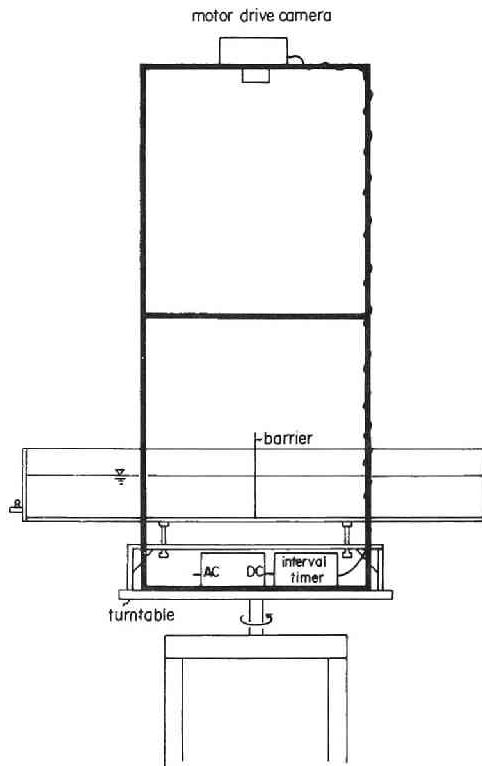


図 1. 2 回転交換密度流の実験装置

試薬で混合層を発色させる方法によって上層フロントも可視化できた。しかし、形状の安定した下層流フロントについて、それが水路端に到達するまでの反射のない状態のみに着目した。

Run 1~36は $H=2, 4, 6, 8$  cmの4種類、回転数 $r=0.6, 1.2, 2.4$  r.p.m.の3種類、相対密度差 $\varepsilon=0.00025, 0.001, 0.004$ の3種類の組合せで行った。Run64~99では $H=4, 6, 8, 10$  cm、 $r=0.5, 1.0, 2.0$  r.p.m.、 $\varepsilon=0.00125, 0.005, 0.020$ の組合せである。Run37~63はこれら2組の回転実験の $H$ と $\varepsilon$ の範囲で、回転を与えずに行った( $r=0$ )。なお、実験条件を広くとるためRun 1~36には従来の交換密度流実験より1オーダー小さい $\varepsilon$ を用いた実験が含まれる。

水平・鉛直代表長さを水路幅 $b$ および全水深 $H$ 、流速スケールを $V=V_0=(g'H)^{1/2}$ にとると、 $Ro=V_0/fb$ 、 $Ev=\nu/fH^2$ であり、Reynolds数は

$$Re=V_0H/\nu=(b/H)Ro/Ev=Ro/rEv \quad (1.26)$$

で定義する。これらの無次元数が現地でどの程度になっているかを示すため回転水理学の文献に現れている例<sup>(4), (11), (6), (5)</sup>を表1.2にまとめた。深さスケールにはsill頂での全水深を用いた。最下段に琵琶湖大橋付近の冬季密度流に関する数値も示している。Smith<sup>(11)</sup>による2例では、 $H$ として文献に示された下層厚を用い、同じ流系に対するWhiteheadら<sup>(4)</sup>の結果と比較している。

表 1. 2 回転水理学の文献にある流系の無次元数

	b (km)	H (m)	$g'$ ( $m/s^2$ )	$10^4 f$ ( $s^{-1}$ )	$V_\Delta$ ( $m/s$ )	$Ro$	$10^{-4} Re$	$10^4 Ev$	reference
Denmark strait	100	620	.00333	1.34	1.4	0.11	870	0.020	WLK(1974)
Anegada passage	5	100	.0004	0.45	0.20	0.89	20	2.2	WLK(1974)
Gibraltar strait	7	290	.020	0.85	2.4	4.0	700	0.14	WLK(1974)
Denmark strait	100	(100)	.00372	1.34	0.61	0.015	61	0.25	Smith(1975)
Gibraltar strait	7	(200)	.0123	0.85	1.6	2.6	520	0.17	Smith(1975)
Jungfern sill		1800		0.45				0.0069	Gill(1976)
Faroe Bank channel		900	.0050	1.29	2.1		1900	0.0096	Rydberg(1980)
Bohnholm strait	30	60	.0040	1.19	0.49	0.14	29	2.4	Rydberg(1980)
Lake Biwa bridge	2	10	.0025	0.84	0.16	0.95	1.6	120	

この深さスケールの差は $Ro$ の評価に最大1オーダーの差をもたらす。Gibraltar海峡の密度差 $g'$ が大きいのは、他の密度流が水温差に基づくのに対し、その密度流は塩分差によるためであるこの差も $Ro$ で約1オーダーである。なお、 $Re$ と $Ev$ の評価には一律に $\nu_v = 1 \text{ cm}^2/s$ を用いた。以上の評価で概算すると回転水理学で扱われた水域で $Ev < O(10^{-4})$ 、琵琶湖では $Ev = O(10^{-2})$ である

$Ro$ 、 $Ev$ 、 $Re$ の適当な限界値 $Ro_c = 2$ 、 $Ev_c = 4 \times 10^{-3}$ 、 $Re_c = 10^3$ との大小で実験点の6種のシンボルは表1.3のように分類した。本実験における $Ro$ と $Re$ の範囲を図1.3に示すが、回転・非回転実験の $Re$ の範囲を比べるため $f = 8.4 \times 10^{-5} (s^{-1})$ を用いて非回転実験の $Ro$ も計算し同じ図に示した。回転実験では湖沼規模の $Ev$ を対象とし、いくつかの実験で $Re$ が $O(10^2)$ まで下がっている。 $Re$ が $O(10^3)$ 以下になると、その効果が顕著に現れてくるが、そうした範囲でも同じ $Ro$ と $Ev$ をもつ実験を数ケースずつ行うようにしたので個々の効果は分離できると考えられる。

図1.4は $Ro$ と $Ev$ の設定をRun番号とともに示す。表1.2の $Ro$ と $Ev$ の範囲を参考に図中に二つの領域を示した。 $Ev < O(10^{-4})$ 以下を回転水理学(対象)領域、 $Ev > O(10^{-2})$ のものを浅水領域

表 1. 3 実験値の記号

$Ro \leq 2$ $Ro > 2$	$Ev < 0.004$	$Ev \geq 0.004$
$Re \geq 10^3$	① +	×
$Re < 10^3$	□ +	×



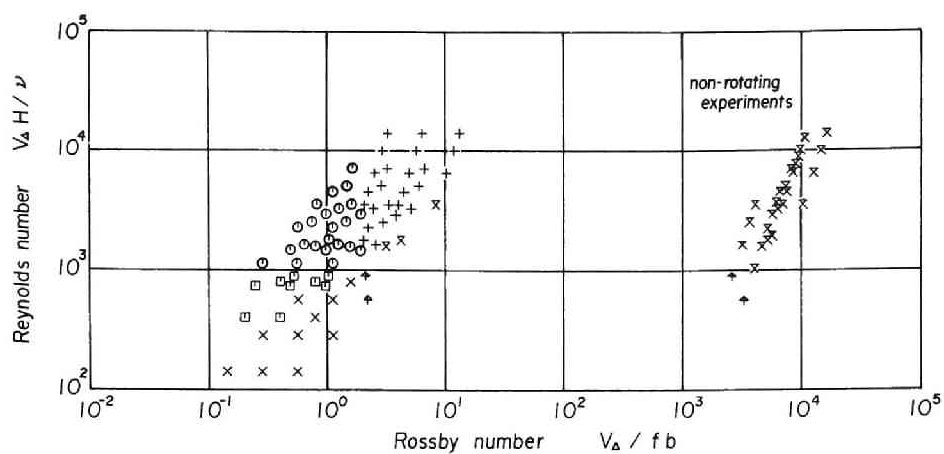


図 1.3 実験条件 ( $Ro$ と $Re$ )

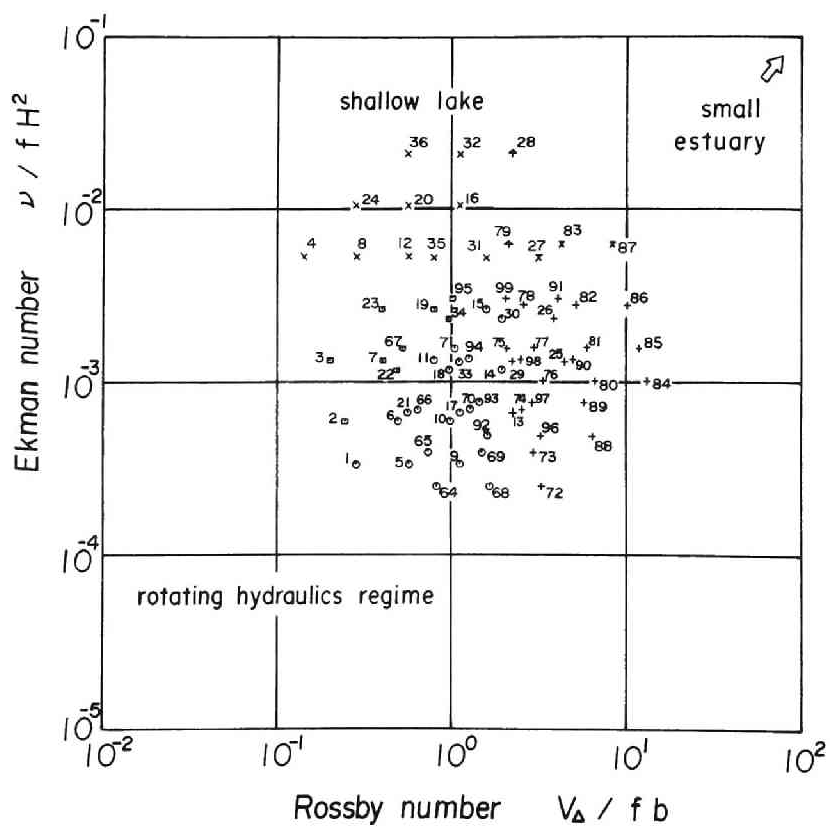


図 1.4 実験条件 ( $Ro$ と $Ev$ )

と呼ぶことにする。本実験条件は両者の遷移領域（沿岸・湖沼・諸外国の高緯度または幅の広い河口）に分布する。図の右側、すなわち $Ro > O(1)$ の領域は淡・塩水密度差による強い（ $V_0$ の大きい）密度流や小規模水域に相当し、浅水領域の右上方に通常の小規模河口の領域が接続すると考えられる。なお、非回転実験の条件はプロットしていないが、実験範囲では $Ev = O(1)$ である。典型的なフロント形状を写真1.1に示す。上・下層フロントは均質流に対するGill<sup>9)</sup>の結果と同様、各々の進行方向右側の壁に沿って進む内部Kelvin波の様相を呈している。対象とした下層フロントの先端位置は、回転実験では右側の壁で読取った。なお、水槽底面の格子間隔は1 cmである。

### 1.3.3 フロントの進行特性

Keulegan<sup>12)</sup>、Barr<sup>13)</sup>らは密度流フロント速度がつぎのパラメータ群で規定されると考えた。

$$T/T_0 = \Phi(L/H, V_0 H/\nu, b/H) \quad (1.27)$$

ここに、 $L$ は初期隔壁位置から測ったフロント長、 $T$ はこの伸びに要する時間、 $T_0 = (H/g')^{1/2}$ は時間スケールである。

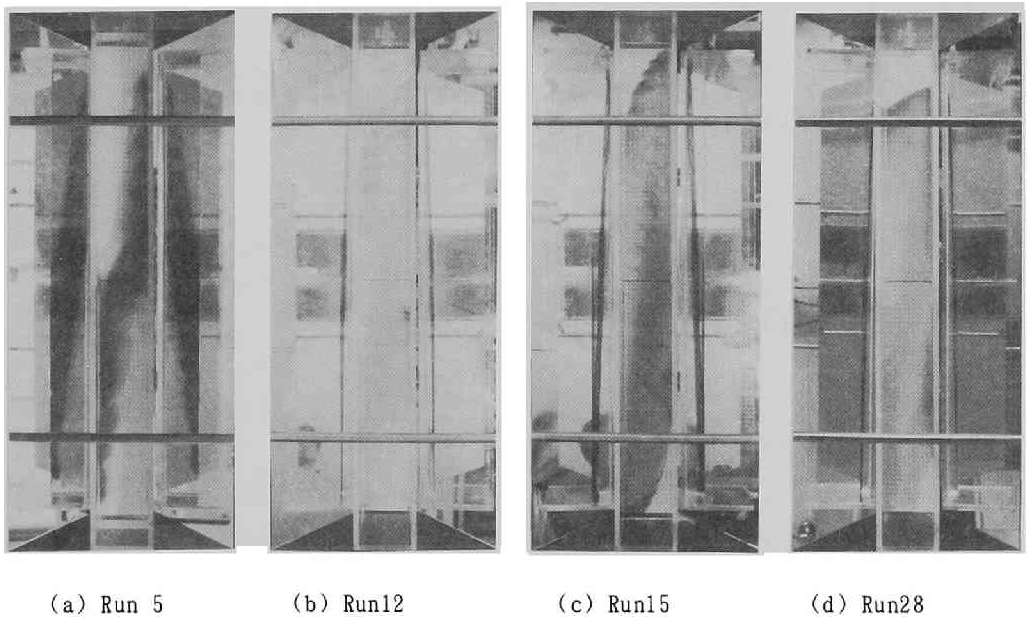


写真1.1 典型的なフロント形状

図1.5は、 $g'$ と $H$ が同じ( $Re$ が一定)で $f$ の異なる一連の実験における無次元進行曲線の比較である。非回転系の多くの実験結果から、 $Re$ が $10^3$ 以下の場合を除いて、フロントがつぎの初速

$$C_0 = 0.45\sqrt{\Delta} \quad (1.28)$$

になることが知られている。各図中に上式の直線を示したが、非回転実験( $\times$ 印)ではこれとよく適合している。 $Re$ が $10^3$ 以上の各図からわかることは、つぎの密度Froude数

$$Fr = (L/H)/(T/T_\Delta) \quad (1.29)$$

が $f$ の増加に伴い増大する点である。逆に $Re$ の小さい(d)、(e)図では全般的に $Fr$ が減少するのは非回転実験と同様であるが、回転の効果は時間的にも変化し、(d)は初期、乱流域と同じく回転の

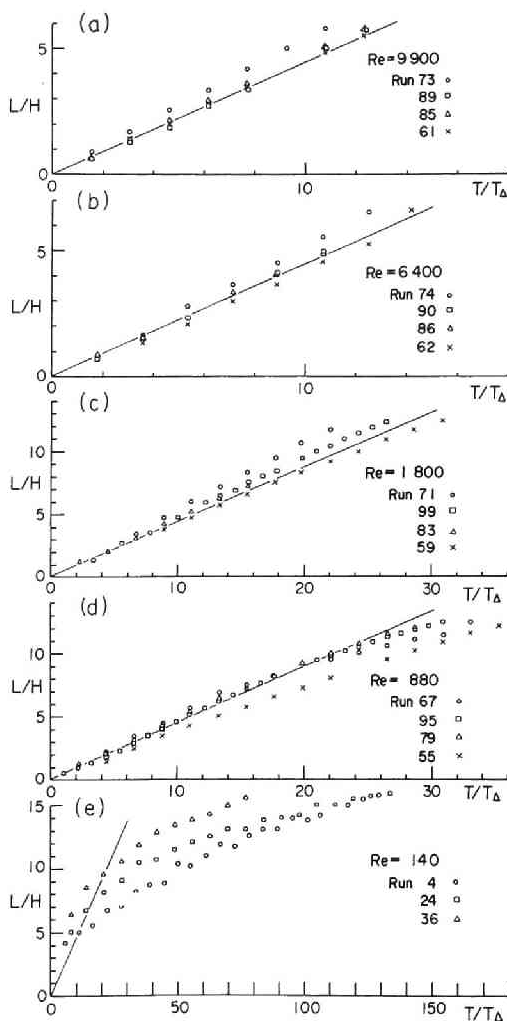


図1.5 フロント進行曲線

強いほど $Fi$ は大きいですが、流下するに従い回転の強いものから順次減速する。 $Re=140$ の(e)図では初期からこの逆転がみられる。このように層流域では、 $Re$ の大きい範囲における $f$ の増加に伴う $Fi$ 増加はなく、少なくとも十分時間の経過したところでは逆に、フロント速度で求めた $Fi$ は減少するようである。

図1.6はフロント速度の比較である。実線はBarr<sup>13)</sup>による大型水路(長さ87.5m,  $b=152$ cm,  $H_{max}=42$ cm)の結果であるが、水路諸元の相違にもよらず今回の非回転実験の結果はそれとよく適合する。回転実験の値も示すが、 $Re$ の大きい範囲( $Re>10^3$ )で $Ev$ は小さく( $Ev<O(10^{-3})$ )、現象は $Ro$ に依存するので、この領域の $Fi$ 増加は $Ro$ の効果である。図の右側に示す数値は $Re>10^3$ の範囲の平均として求めた $Ro$ のクラス毎の等時間線縦距である。実験の $T/T_d$ の範囲では回転により10~20%の速度増加が認められ、これはフロントが水路右手側の壁に偏って高さが増加するためと考えられる。一方、 $Re$ の小さい範囲については、この図から有意な情報を引出し得ない。(1.29)の $Fi$ は減速が顕著なときには意味を失うからである。

このように $Re$ の大きい場合は回転の増大に伴いフロント速度は増加するが、一方、流量は減少することを以下に示す。これは回転水理学の海峡モデル(図1.1)において同一流量を流すのに必要な水頭差 $h_u$ が回転強化とともに増加することに対応する。Whiteheadら<sup>4)</sup>の結果のうち、交換密度流と類似なものを参照する。図1.7(a)に示す対向流の下層厚 $h_z$ 、下層平均流速 $v_z$ 、交換流量 $Q$ は以下のようになる。

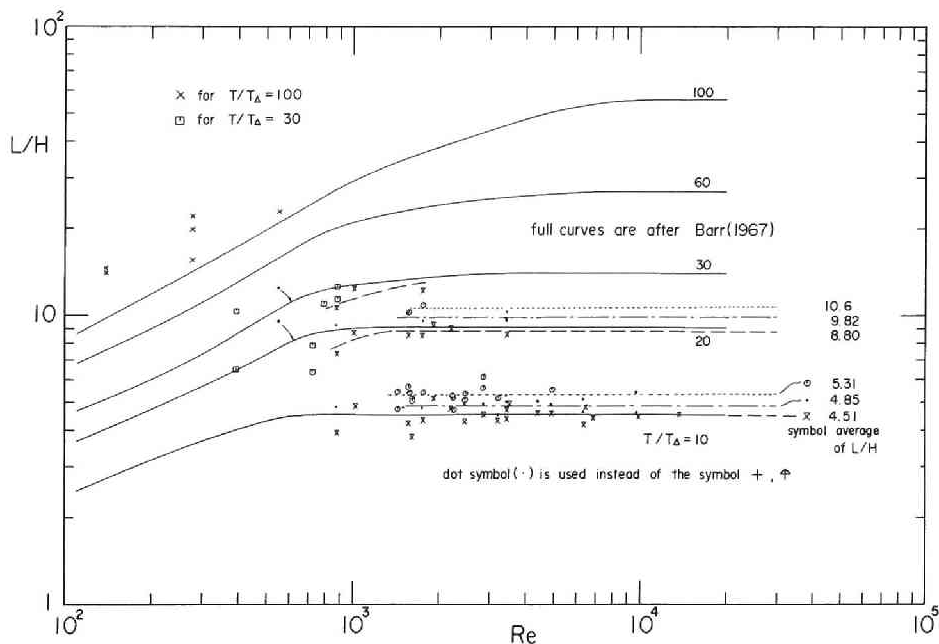


図1.6 下層フロント速度の比較

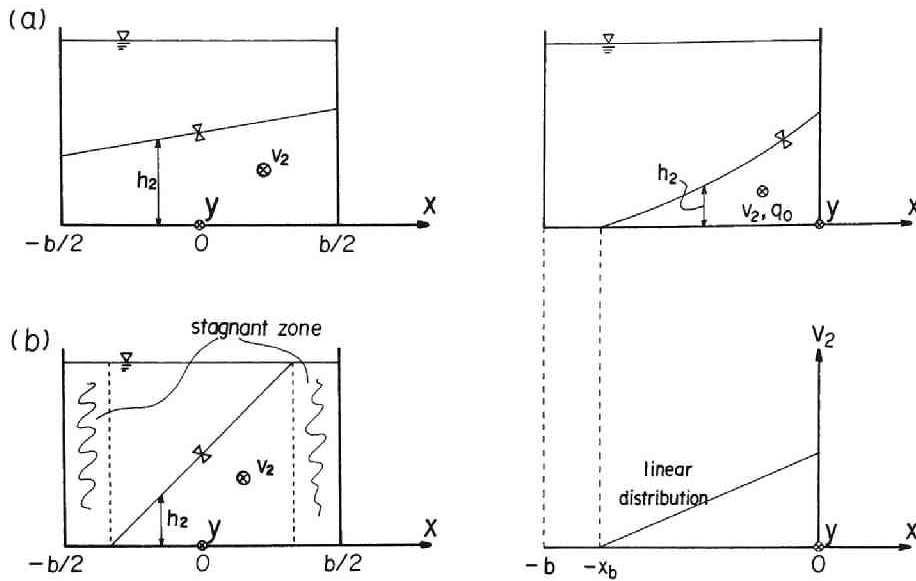


図 1. 7 流れの横断模式図

(a) Whiteheadらの対向流、(b) Rydbergの下層流

$Ro \geq 1$  に対し

$$h_2 = 0.5 H (1 + x/x_0) \quad (1.30)$$

$$x_0 = 0.5 (g' H / f^2)^{1/2} = b Ro/2 \quad (1.31)$$

$$v_2 = 0.5 (g' H)^{1/2} (1 - x/x_0) \quad (1.32)$$

$$Q = 0.25 (g' H)^{1/2} H b (1 - 1/3 Ro^2) \quad (1.33)$$

$Ro < 1$  については

$$Q = g' H^2 / 6 f = b^2 Ro^2 f H / 6 \quad (1.34)$$

のように  $Ro$  または  $f$  の関数形で示される。

隔壁を開放して一定時間の交換を起した後、再び隔壁を閉じて水槽内の初期・最終濃度差から平均流量を推定するWhiteheadら<sup>4)</sup>と同種の実験を行った。この実験は (1.33) 式の範囲に限られたが、図 1. 8 に示すように回転による流量減少が明瞭である。図の右側に示す実線および破線の矢印は Whiteheadらによる非粘性の流量評価であって、実験結果とかなり一致する。同じ  $Re$  の回転・非回転実験の交換流量を比べると、 $Ro$  が 1 程度で 30% 程度の流量差が認められるが、 $Ro$  が 4 程度になると流量差が顕著でなく、一つの非回転系近似の限界と考える (これらの実験では  $Ev$  が、それぞれ  $4.7 \times 10^{-4}$  と  $1.7 \times 10^{-3}$  である)。

一方、Rydberg<sup>5)</sup> が扱ったのは図 1. 7 (b) のように全水深  $H$  に比べて層厚の小さい深く潜った

下層流であり、図 1. 9 の模式図に示す下層流フロント部に対応する。局所限界流と地衡流平衡

$$v_2^2 = g' h_2 \quad (1.35)$$

$$f v_2 = g' \partial h_2 / \partial x \quad (1.36)$$

を仮定し、 $x = -x_b$  で  $v_2 = 0$ ,  $h_2 = 0$  とすれば、 $Ro < 1$  ( $x_b < b$ ) の場合の下層流量  $q_0$  は

$$q_0 = f^3 x_b^4 / 32 g' \quad (1.37)$$

となる。ここに、 $x_b$  は界面が底面にあたる点であり、上式から

$$x_b = 2(2g' q_0 / f^3)^{1/4} \quad (1.38)$$

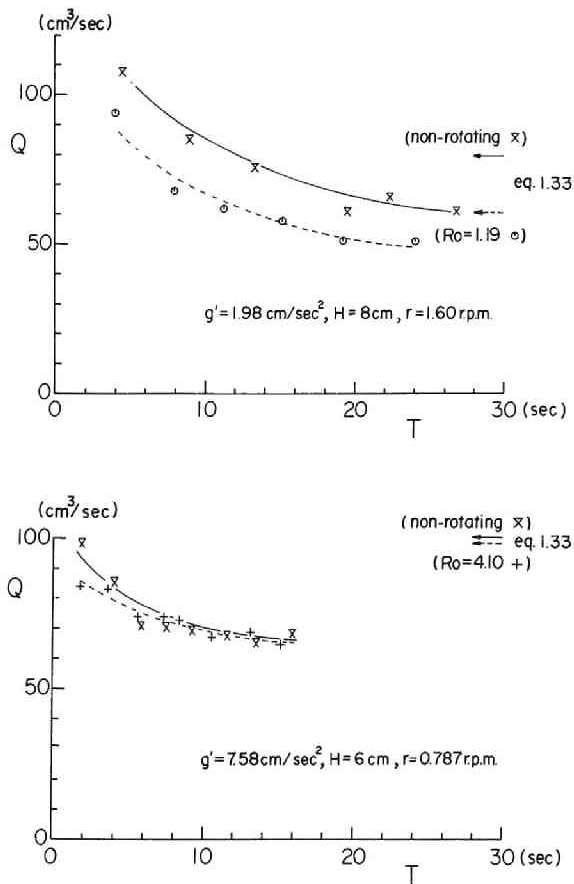


図 1. 8 回転による流量減少

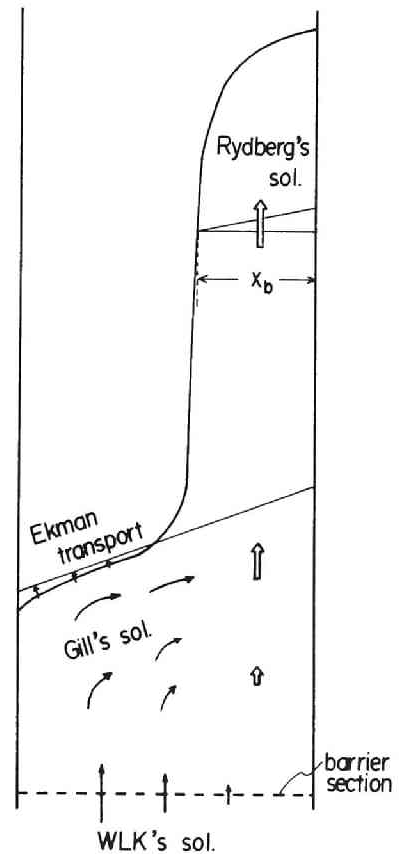


図 1. 9 流れの平面模式図

となる。Rydberg<sup>5)</sup>は $q_0$ を上流パラメータ $h_0$ と結びつけるため、Bernoulli式を制限付きで用いたが、交換密度流では単純に(1.34)を(1.38)の $q_0$ に代入すればよい。すなわち、回転水理学で扱われるように $Ev$ が小さく、 $Ro < 1$ の範囲では

$$x_b = 1.52 b Ro \quad (1.39)$$

となる。同様の状況におけるWhiteheadら<sup>4)</sup>の予測式は

$$x_b = 2^{1/2} b Ro \quad (1.40)$$

である。図1.9では、隔壁部とフロント部で横断流速 $u$ が縦方向流速 $v$ に比べて小さく、無視されるが、中間にGill<sup>9)</sup>の解のように $u \approx v$ となる場所がある。このように、強回転域 $Ro < 1$ の非粘性領域 $Ev < O(10^{-3})$ ではCoriolis効果のためフロントの右手側の壁への偏向・到達が直ちに達成され、以後の流れは壁に沿う一方向流となる( $u \approx 0$ )。

### 1.3.4 フロントの形状特性

#### (1) 偏向との関係

つぎに、 $Ro < 1$ の強回転域であるが、 $Ev > O(10^{-3})$ の浅水領域の密度流を考える。図1.10はこのパラメータ範囲における6層モデルの数値実験結果<sup>1)</sup>である。流れは短辺の一方(図の左側)を冷源、水面を熱源とする定常熱循環であるため、特に、回転の強いcaseのフロントは停止する。しかし、顕著な流れの生じる領域全体で流れの大きな偏りがある。 $Ev = 0.01$ に保った実験では、図1.11のように流れの偏向角 $\theta$ が $Ro^{-1}$ に比例する。

Sumbucoら<sup>6)</sup>は広頂堰の越流に関する回転実験から、堰頂における流れの偏向角について

$$\tan \theta = 0.38 f \quad (1.41)$$

という結果を得ている。越流水深 $h_0$ は示されていないが、写真から $h_0 = 1 \sim 3 \text{ cm}$ と思われる。 $b = 25.7 \text{ cm}$ 、 $g' = g$ (密度一様)、 $h_0 = 1.5 \text{ cm}$ 、 $f = 1.5 \text{ sec}^{-1}$ の場合は $Ro = 1$ 、 $Ev = 3 \times 10^{-3}$ と推定される。仮定した $h_0$ が正しければ回転水理学の実験としてかなり大きな $Ev$ を得る。さらに、 $h_0$ が一定に保たれたとすれば $g$ 、 $b$ は一定であるから、(1.41)は $Ro^{-1}$ に比例する関係となる。

流れの偏向角が $Ro$ に反比例するという上記の実験結果に対し、偏向角が $Ev$ に規定される結果を示す。回転系では密度流に固有の混合層(密度中間層)がEkman層と同一となる。簡単のため、界面が剛な境界で、下層流を管路内の均質流れとする。 $Ro > 1$ で界面が水平に近い場合には下層横断面内で二次流がEkman輸送と平衡することから

$$\tan \theta = 2(2Ev)^{1/2} / \{1 - 2(2Ev)^{1/2}\} \quad (1.42)$$

となる。ただし、Ekman層厚は $(2\nu/f)^{1/2}$ とした。 $Ev \ll 1$ の場合には $\tan \theta = 2(2Ev)^{1/2}$ となり、偏向角は微小である。一方、 $Ro \ll 1$ では流れの幅が減少し、 $Ev$ によらず、偏向角は小さくなる。残る $Ro \approx 1$ について考える。Vaziri・Boyer<sup>14)</sup>は同一の $Ro$ 、 $Ev$ に対し $O(Ro)$ の地形勾配が大きいほど偏向が増加することを数値実験により示した。界面を傾いた地形と考えるとき、地形勾配は

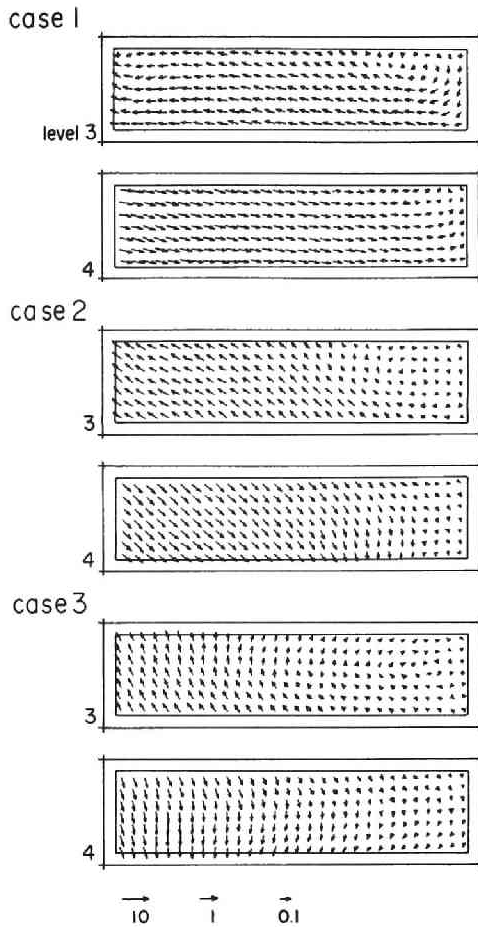


図 1.10 熱対流の数値実験結果

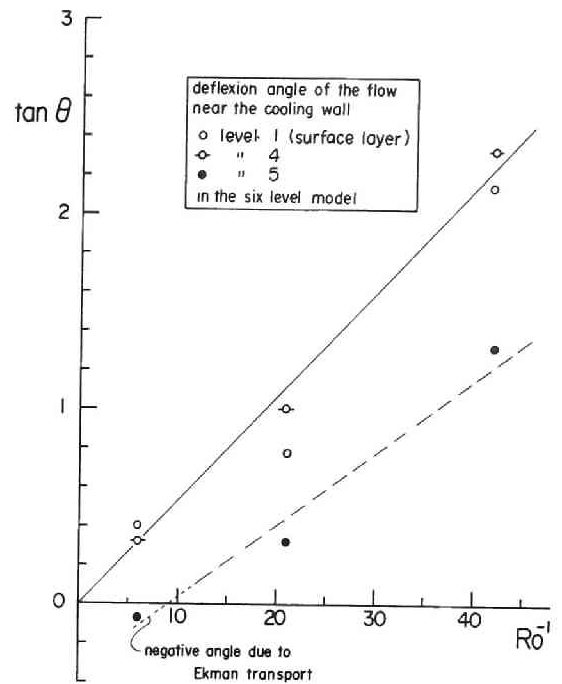


図 1.11 熱対流の偏向角

界面勾配であり、これは  $Ro^{-1}$  に比例する量である。地衡流平衡にあれば流れは地形のコンターに沿うように偏向するので

$$\tan \theta = u_2 / v_2 = \partial h_2 / \partial y / \partial h_2 / \partial x \quad (1.43)$$

となる。交換密度流においても、Ekman層はつぎのspin-up時間<sup>15)</sup>

$$T_s = f^{-1} E_v^{-1/2} \quad (1.44)$$

で形成されるが、これと移流時間

$$T_a = b / V_a \quad (1.45)$$



を比較すれば、フロントまでの全区間で Ekman 層が形成されるのは  $T_s < T_a$  の場合、すなわち、

$$Ro < E_v^{1/2} \quad (1.46)$$

のときであることがわかる。交換密度流では流下方向に下層厚が減少するので上式を満たす実験のフロントは確立した界面および底面の各 Ekman 層が相互作用し、地衡流関係を満たす内部領域がなく、その形状は上層流の Ekman 輸送によって決定されていると推察される。一方、(1.46)を満たさない、例えば回転水理学領域では、Ekman 層が隔壁位置から次第に形成されるが、それが伸びる速度はフロント進行速度よりずっと小さい。

## (2) フロント形状の時間変化

フロント形状の流程変化と平衡形状について考察する。図1.12は無次元化した左右のフロント横偏差  $d/b$  が右側先端位置  $L/H$  でどのように変化するかを示す。各実験点と原点を結ぶ直線の勾配は水平面内でみたフロント侵入長と鉛直面内でみたその比である。表1.3の記号区分で大略の領域区分がなされるが、図1.4に示す  $Ro-E_v$  平面上で  $d/b$  の領域区分は図1.13のようになる。例えば、図1.12で  $L/H=8$ 、 $d/b=4$  付近に終点をもつ Run22 および  $L/H=8$ 、 $d/b=2$  付近に終点のある Run23 を基準にし  $d/b$  の値によって区分線がひける。図1.13の区分線は右側が

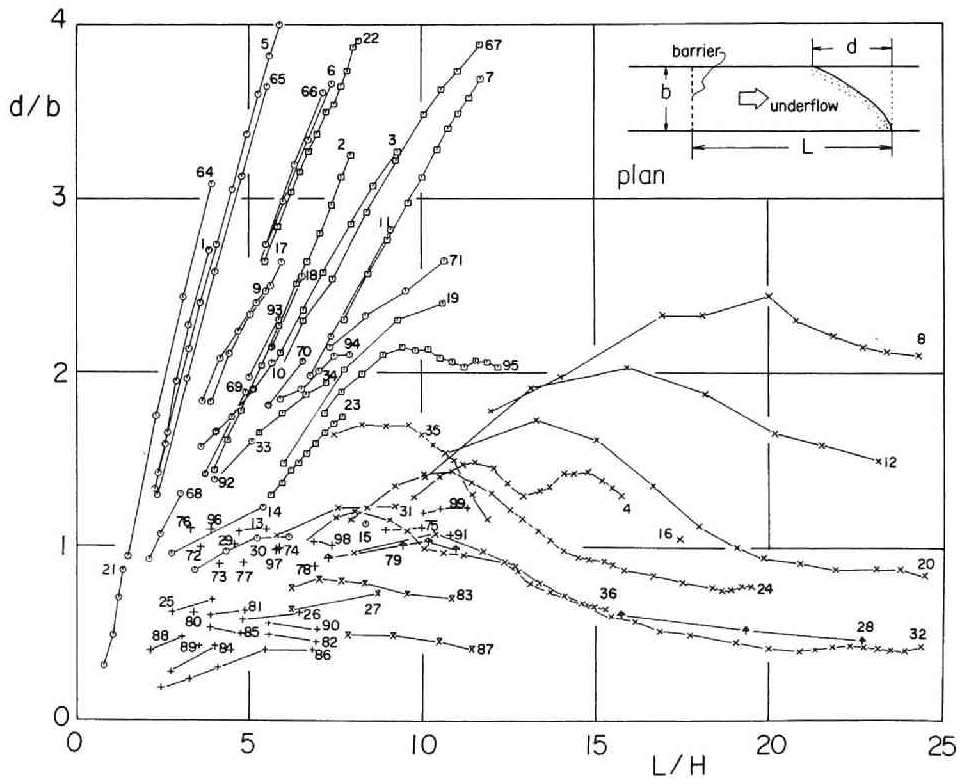


図1.12 フロント横偏差の流程変化

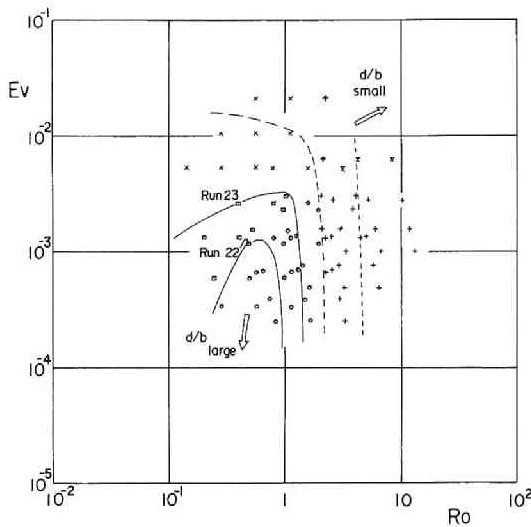


図 1.13 フロント横偏差  
による領域区分

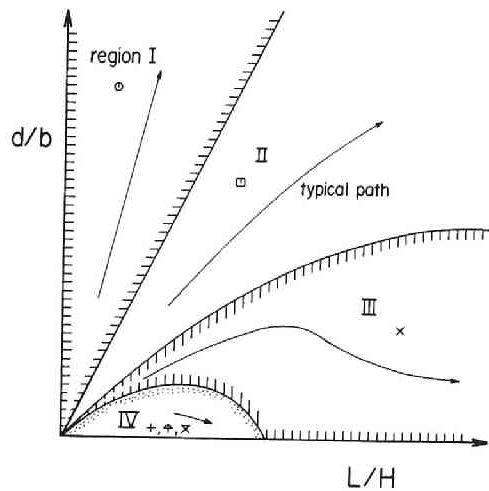


図 1.14 フロント横偏差の  
流れ変化の模式図

切立った上凸の曲線であり、フロント横偏差  $d/b$  が  $Ro > 1$  では  $Ro$ 、 $Ro < 1$  では  $Ev$  で決まることを示している。図 1.12 は図 1.14 のように模式化できるが、この区分は  $L/H$  でも変化すると考えられ、有限長さの水路、すなわち有限時間の実験では横偏差が平衡するものとそうでないものがある。前者の代表である  $\times$  印の実験（図 1.14 の領域 III）では、横偏差がピークに達した後、あるレベルで平衡する過程がみられる。非回転条件に近い実験では横偏差が 1 付近を上回らない（領域 IV）。一方、回転水理学領域（ $\circ$  印）のフロント偏差はほぼ一定率で増大し（領域 I）、 $\square$  印の実験は領域 I と領域 III の中間的なものである。水路の半長を  $L_0$  とすると、強回転域では  $f^{-1} < L_0/V_\Delta$ 、 $Ev < 1$  では  $f^{-1} < H^2/\nu$  であるから、時間スケールの大小関係は

$$\text{領域 I} \quad f^{-1} < L_0/V_\Delta < H^2/\nu \quad (1.47a)$$

$$\text{領域 II} \quad f^{-1} < L_0/V_\Delta \approx H^2/\nu \quad (1.47b)$$

$$\text{領域 III} \quad f^{-1} < H^2/\nu < L_0/V_\Delta \quad (1.47c)$$

となり、それぞれ図 1.14 のような代表的径路をとる。実験の主な対象である領域 III のフロントは  $H = 2 \text{ cm}$  の実験で代表され、回転実験中  $Ev$  が最大である。これらのフロントは写真 1.1 (b), (d) に示すような直線的前縁形状をもち、(1.46) で示されるフロントの Ekman 層化が起こるのであろう。図 1.12 において、 $Re$  が同じで、 $Ro$  の異なる Run 12, 16, 28 と Run 8, 20, 32 および Run 4, 24, 36 を比較すると、回転が増大するに従い  $d/b$  のピーク値、最終平衡値とも減少する。図 1.13 の区分からこれは  $Ev$  の効果である。一方、 $Ro$  が同じで  $Ev$  の異なる Run 36, 20, 12 では  $Ev$  が減少するとピーク・平衡値が増大する。ここで、領域 III のフロントにおける  $d/b$  の意味を考える。図 1.15 の模式図の記号を用いると、

$$d/b = \Delta y / \Delta x = (\Delta h_2 / \Delta x) / (\Delta h_2 / \Delta y) \quad (1.48)$$

となり、 $d/b$ が(1.43)の $(\tan \theta)^{-1}$ と類似の量であり、Ekman層化したフロント上方の上層流の偏向を反映したものと考えられる。この点を考慮し $E_v$ が同じ実験について $R_0$ の効果を調べてみる。 $E_v=0.02$ の Run28, 32, 36では、 $R_0$ に関係なくピーク値・平衡値ともまとまっている。 $E_v=0.01$ の

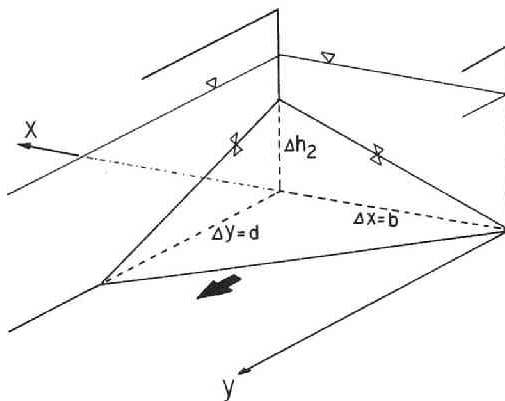


図 1.15 フロント模式図

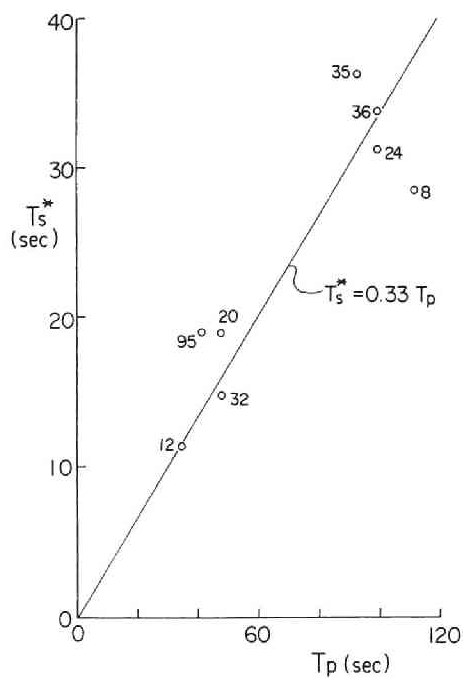


図 1.16 横偏差のピーク時間と spin-up 時間

Run16, 20, 24ではピーク値は若干異なるが、平衡値は同程度である。最後に $E_v=0.005$ 付近の実験を比較するとRun27から順に31, 35, 12, 8のように、 $Ro$ の減少とともにピーク値の増大が認められ、偏向角の減少と理解される。 $Ro$ が最小のRun 4ではフロント幅とその速度がともに減少し、逆に、薄くなって高速化した Ekman層の左向き輸送のためフロントが分岐するのがみられた。

以上、領域Ⅲのフロントに対しづぎのことがいえる。図1.12に示すピーク到達前の過程で粘性は重要でなく偏向角は主に $Ro$ に規定される。ところが、ピーク以後の過程で粘性が支配的となり $E_v$ が平衡状態を規定する。ピーク時間 $T_p$ は $f^{-1}$ と $H^2/\nu$ の間にある(1.44)のSpin-up時間 $T_s$ に依存し、この時間範囲では、 $Ro$ と $E_v$ の両方が $d/b$ を規定すると考えられる。時刻 $T_p$ のフロント長を $L_p$ 、この時点での流速を $c V_\Delta$ とすれば

$$T_s/T_p = f^{-1} E_v^{-1/2} / (L_p / c V_\Delta) = c Ro E_v^{-1/2} b / L_p \quad (1.49)$$

となる。図1.16には $T_p$ と $T_s^* = Ro^{-1} E_v^{1/2} (L_p / b) T_s$ の関係を示す。傾き $c$ は密度Froude数でこれらの実験の $Re$ の範囲で妥当な0.33程度となる。

## 1.4 回転系における流れの抵抗

### 1.4.1 流れの偏向に関する従来の研究

最初に、関連する従来の研究で用いられた偏向すなわち二次流の支配パラメータについて考察する。回転系管路層流の二次流理論解は Barua<sup>16)</sup>、Benton<sup>17)</sup>により得られている。円管の半径および角方向無次元座標 $x$ 、 $\theta$ 、断面平均流速 $V$ 、管径 $D$ を用いると

$$u/V = (Re/192Ro)(1-x^2)^2 \sin \theta \quad (1.50)$$

$$v/V = (Re/192Ro)(1-x^2)^2(1-5x^2) \cos \theta \quad (1.51)$$

のように二次流相対強度は $Re/Ro = 2\omega D^2/\nu = 2E^{-1}$ に比例する。ここに、 $E = \nu/\omega D^2$ ；管路のEkman数、 $\omega$ ；回転角速度である。さらに、回転による非回転系の放物線型流速分布からの（主流の）偏差 $w$ は

$$w/V = (Re^2/2^9 3^2 Ro) x(1-x^2)(3-3x^2+x^4) \sin \theta \quad (1.52)$$

のように $Re^2/Ro$ に比例するが、一次近似の範囲で全流量、従って、 $V$ は変化しない。地球の自転そのものを利用したBentonの検証実験では、制御しうるのは $Re$ のみであり、測定されたのは横断面内圧力分布の歪みであって抵抗係数は評価されていない。Barua<sup>16)</sup>は同じ問題を $E^{-1}$ に関する摂動法で解き、二次流と主流の変形を二次近似まで計算した。これによると、回転・非回転系の流量 $Q$ の比が

$$\begin{aligned} Q/Q_r &= 1 + Ro^{-2} \{8.68(Re/100)^2 + 193.7(Re/100)^4\} \\ &= 1 + 8.68 \times 10^{-4} E^{-2} + 1.94 \times 10^{-10} Re^2 E^{-4} \end{aligned} \quad (1.53)$$

と求められる（添字 $r$ は回転系を表す）。Baruaの仮定したように、回転により軸方向圧力勾配

が変わらないとすれば回転による抵抗係数 $\lambda$ の増大は

$$\lambda_r/\lambda = (Q/Q_r)^2 \quad (1.54)$$

となるが、 $Re$ と $E^{-1}$ がともに微小な場合に限定される。

Ludwig<sup>19)</sup>は回転するねじ状管路を用いた気流実験で抵抗係数を測定するとともに、遠心力に比べCoriolis力が卓越する場合の解を計算した。また、実験も、この条件を満たす高速回転条件で行われた。

一方、Larsson<sup>18)</sup>は開水路流れについて、主流 $v$ が対数則に従うとして自転に基づく二次流を計算した。その際、渦動粘性係数 $\nu_v$ はつぎの鉛直平均値 ( $\beta = 0.07$ ) を仮定した。

$$\nu_v = \beta v_* h \quad (1.55)$$

二次流 $u$  (最大となる水面値) は

$$u/v_* = f h^2 / 9 \kappa \nu_v = 0.28 E_v^{-1} \quad (1.56)$$

となり、Ekman数 $E_v = \nu_v / f h^2$ に反比例する。ここに、 $f = 2\omega$  はCoriolisパラメータである。

#### 1.4.2 回転管路の抵抗実験

写真1.2に装置全景を示す。ターンテーブル載荷部は辺長90cmの鋼製フレームで床上高さは約90cmである。場所的制約と回転時の安定性を考慮して循環式とし、貯留タンク・ポンプを設置した。図1.17は台上の機器等の配置を示す。流量・圧力センサー電圧をAD変換するパソコン、圧力測定用マノメータ、その読取りのためカメラやビデオカメラを固定する三脚を設置した。

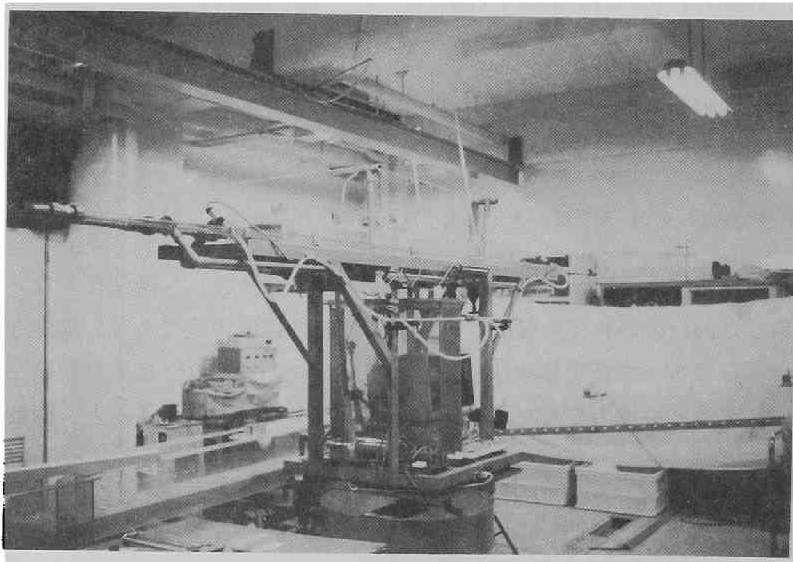


写真1.2 実験装置の全景

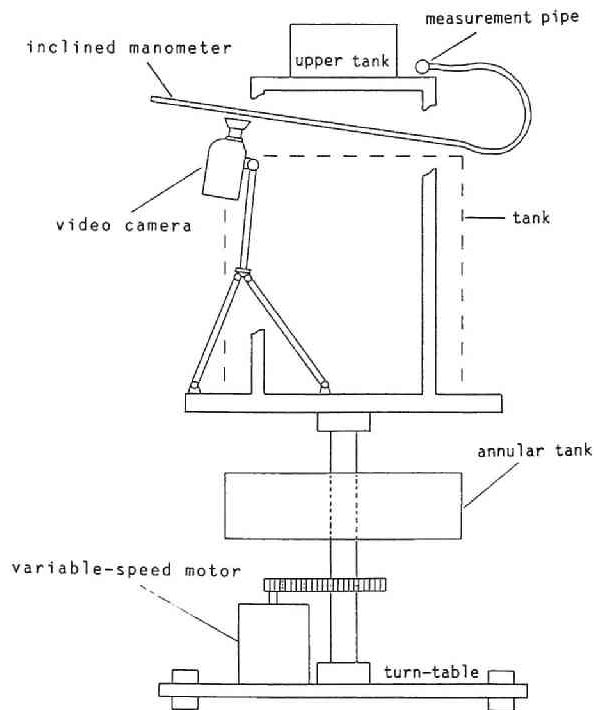


図 1.17 ターンテーブル上の機器の配置

長さを要する管路系を頭上で回転させるため載荷部外枠に高さ90cmの鋼アングル枠を固定し、その上面に管路系を配置した。回転中心に受水槽を取付け、載荷部の下にドーナツ状の排水槽を設けて、必要があれば回転中も外部と水のやりとりし、流量が実測できるようにした。

管径 $D = 2\text{ cm}$ の塩化ビニル製パイプを用い、配管全長約10mのうち鋼アングル上の水平な4 m直線部を測定用とした。管路系を模式的に図1.18に示す。管路の直線部には透明パイプを使用し内部の状況が目視できる。圧力測定部は回転軸に対し対称に設置し、遠心力の影響を相殺する。容量約75 lの貯留タンクは上蓋に小孔をあけ、タンク内に自由水面を存在させ、温度センサーを挿入し水温を測定した。管路測定直線部と平行にバイパス管路を設けバルブ操作で総流量を配分できる。また、三方バルブの分岐によって円管路と大断面矩形管路（ダクト）のいずれか一方を選択でき他方に水は流れない。ダクト天板にねじぶたをつけ、これをあけると天板からダクトを経由し回転中でもタンクに水が補給でき、ダクトは上部タンクとしても使用できる。

管路測定部両端から各々65cmの位置に圧力センサーとマンオメータ接続管を取付け、この2.7m区間の圧力差を測定する。圧力センサー信号をパソコンで表示記録し、マンオメータ水頭差は目視し、ビデオカメラで記録する。圧力センサー検定は貯留タンク下部にセンサーを取付け、タンク

内水位を徐々に変えて行った。検定の勾配は安定しているが、切片は日によって変動し層流ではこれが無視できず、毎回マノメータでチェックした。一方、2個の流量センサーで系の総流量、バイパス流量を測定し、パソコンで表示記録する。管路測定部流量は総流量からバイパス流量を差し引いて間接的に測定した。

実験では、回転による差圧の微小な変化を分離する必要があるが、管路測定部の長さが2.7mと十分でなく、上流屈曲部の影響等の問題があった。まず、実験装置の特性を確認するために、Reynolds数が200～10000の範囲で非回転実験を行い、既往の結果と比較した。

乱流域で渦動粘性係数（Ekman数）が増大し、回転効果が分離しえなくなることは予想されたが、その限界値は不明であり、これを明らかにして有効な実験範囲を決定した。流量を設定し非回転実験を行った後、回転速度を増加させ何段階か回転実験を行った。各実験の所要時間は約200秒、流量と圧力測定は1実験400回ずつ行い、平均値と標準偏差を求めた。圧力差は鉛直マノメータでも測定しビデオ記録で平均値を求めた。回転台外から撮影したので読取りは0.5mm単位であるが、圧力差自体が大きく問題とはならなかった。マノメータ測定値で校正すれば、この範囲では圧力センサーも十分使用できた。

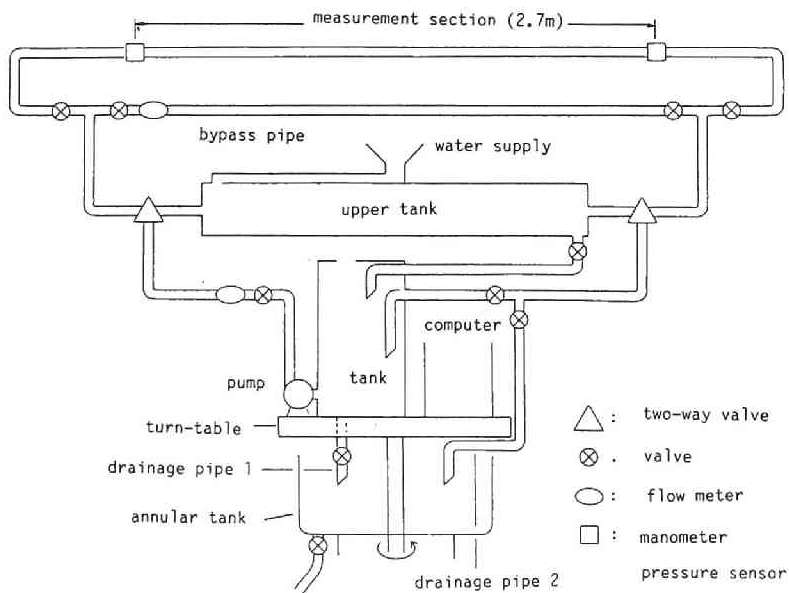


図1.18 管路系模式図

一方、理論解があり、回転効果が顕著に現れる層流域では実験精度が要求され、僅かの調整で流れが大きく変化するため間隔良く Reynolds 数を得るには注意を要した。流量・水頭差はともに微小で、本装置では、それぞれ 15cc/s、1 mm 以下に下がる。管路測定部における流量は総流量・バイパス流量を、それぞれ流量センサーで測定し、その流量差として求めた。約 7.5 度まで傾斜させたマノメータを回転台上に搭載したビデオカメラで接写し、回転中も常時マノメータを撮影することで 0.1mm 単位の読取りが可能となった。なお、実験を進めて、回転効果が明らかになるに従い、さらに広範な Ekman 数の範囲が必要になり、 $Re=900$  程度で回転数を 1 オーダー下げた低速回転実験を行った。

#### 1.4.3 回転による抵抗増加

図 1.19 に実験で得た抵抗係数  $\lambda = 8 (u_* / V)^2$  を示す。一連の非回転実験(○)の結果より、装置の問題はなく、既往の管路抵抗特性に従うことがわかる。ただし、層乱遷移域では流量の増減が間欠的に起こり、それを単純平均したために層流と滑面の中間値になっている。一方、層流では回転によって  $\lambda$  が増大し、非回転系では乱流になる範囲でも  $Re^{-1}$  の傾きが維持される。滑面乱流実験でも  $Re$  が 2000~4000 程度では回転の効果が認められるが、 $Re=8000$  程度で滑面則にすりつく。

Ludwig<sup>19)</sup>に従い、 $E^{-1}$  と  $\lambda Re$  の関係を図 1.20 に示す。 $Re < 1500$  で、 $\lambda = A Re^{-1}$  ( $A$ ; 定数)に従うデータのみプロットした。Speziale<sup>20)</sup>の数値実験結果も示したが、傾向は一致している。 $E^{-1} > 300$  の高速回転域の 2 本の曲線は Ludwig の解であるが、本実験範囲 ( $E^{-1} = 40 \sim 200$ ) には適用できないようである。この範囲で単純に補間すると

$$\lambda Re = 64 + 4 E^{-1/2} \quad (1.57)$$

となり、低速回転実験 ( $E^{-1} = 10 \sim 40$ ) のプロットもこの傾向に従う。

水深  $H$  と Coriolis パラメータ  $f$  で定義する Ekman 数  $Ev$  とは  $Ev = 2E$  で変換されるが、図 1.20 より  $E = O(10^{-2})$  付近で回転効果が顕著になり、第 3 節の結果とも一致する。その際、Rossby 数  $Ro = Ev Re$  の範囲も重要になるが、ここでは  $Ev = O(10^{-2})$ 、 $Re = O(10^2)$  より  $Ro = O(1)$  である。何を回転効果の判定基準とするかは実験精度にもよるであろうが、例えば、水温による動粘性係数  $\nu$  の変化範囲が最大 1.5 倍程度とすれば非回転系の  $A = 64$  が回転系で  $A = 100$  となると有意であると考えられる。

以上の実験事実から、回転に伴う二次流強化が流量減少あるいは抵抗の増加として反映されると推察される。 $\nu_v = \nu$  とみなせる層流範囲では、(1.57) 式の抵抗増加は  $E^{-1/2} = D / (\nu / \omega)^{1/2}$  に比例し、管径と Ekman 層厚  $(\nu / \omega)^{1/2}$  の比が重要であることがわかる。実験では、回転速度  $\omega$  を大きくすることで、この比を  $O(1)$  に保つことができる。

### 1.5 密度流混合層の特性

#### 1.5.1 混合層の厚さ

これまで無視していた密度流上・下層間の連行過程と関連して、交換密度流の 3 層流的特徴について考える。対象を非回転系に限り問題の基本的特性を明らかにする。この目的のため幅 10cm、



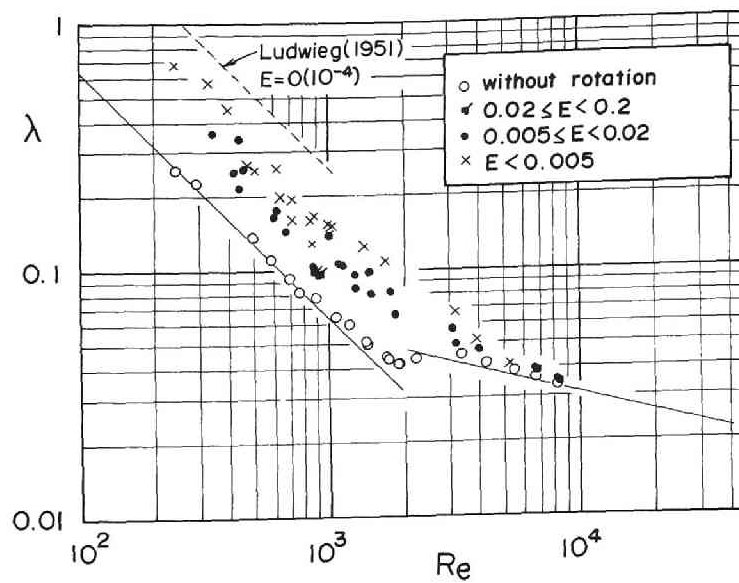


図1.19 Reynolds数 $Re$ と抵抗係数 $\lambda$ の関係

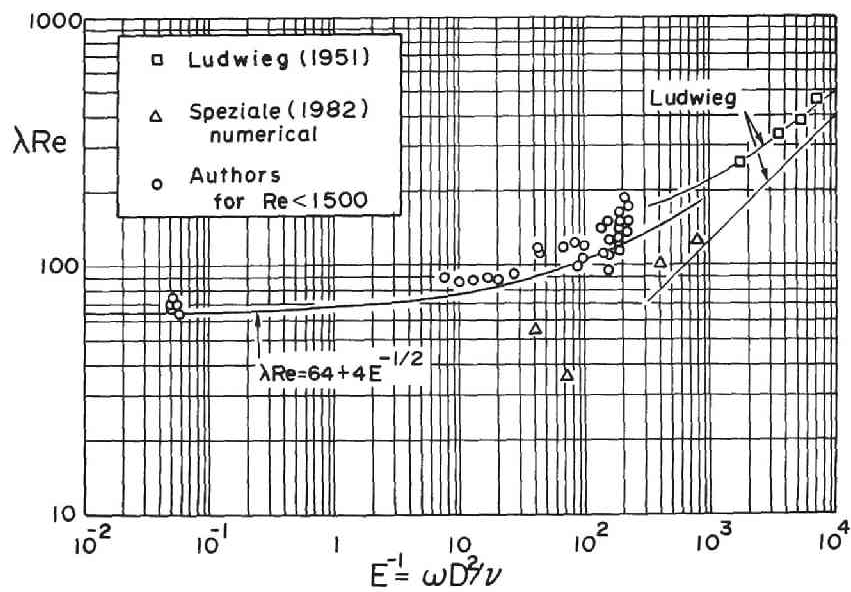


図1.20  $\omega D^2/\nu$ と $\lambda Re$ の関係

長さ400cm、水深が最大20cmまでとれる塩化ビニル製水路を用いて実験を行った。

混合層の可視化には、アルカリとpH指示薬によって混合層だけを発色させる方法をとった。これは初期に両流体が分離されている交換密度流では有効であり、安定した発色状態を得るのに必要な最小限のNaOH濃度はpHで11程度である。規定濃度を一定に保つため加えるアルカリ量は片側淡水重量の0.05%とした。アルカリと追加する食塩の重量の和を、すべて食塩によるものとして塩水密度を計算した。同様に、淡水にはフェノールフタレインを体積に比例する微量だけ加え、その濃度を一定に保った。実験は水深 $H=4\sim 18\text{cm}$ 、相対密度差 $\varepsilon=0.001\sim 0.02$ の範囲で行い、 $Re=1460\sim 40100$ の範囲である。表1.4に実験条件を示す。

図1.21に実験状況を示す。上記の方法で可視化した混合層は写真1.3に示すように、種々の

表1.4 実験条件 ( $\nu=0.01\text{cm}^2/\text{s}$ )

Run	$\varepsilon$	H (cm)	R (cm)	$\delta$ (cm)	$V_{\Delta}$ (cm/s)	$T_{\Delta}$ (s)	H/B	$V_{\Delta}H/\nu$	$V_{\Delta}R/\nu$
1	0.0279	13.0	1.97		18.9	0.690	1.30	24500	3710
2	0.0169	9.0	1.55		12.2	0.737	0.90	11000	1890
3	0.00596	4.0	0.833		4.83	0.828	0.40	1930	403
4	0.00595	4.0	0.833		4.83	0.828	0.40	1930	403
5	0.0170	9.0	1.55		12.2	0.735	0.90	11000	1900
6	0.0279	13.0	1.97		18.9	0.690	1.30	24500	3710
7	0.0279	13.0	1.97		18.9	0.690	1.30	24500	3710
8	0.0169	9.0	1.55		12.2	0.737	0.90	11000	1890
9	0.00595	4.0	0.833		4.83	0.828	0.40	1930	403
10	0.0281	18.0	2.37	6.36	22.3	0.809	1.80	40100	5270
11	0.0281	11.0	1.77	3.56	17.4	0.632	1.10	19100	3090
12	0.0280	9.0	1.55	2.64	15.7	0.573	0.90	14100	2440
13	0.0280	6.0	1.15	1.71	12.8	0.468	0.60	7700	1480
14	0.0180	6.0	1.15	1.19	10.3	0.583	0.60	6170	1190
15	0.00803	6.0	1.15	0.79	6.87	0.873	0.60	4120	793
16	0.00805	4.0	0.833	0.75	5.62	0.712	0.40	2250	468
17	0.00704	5.0	1.00	0.60	5.87	0.851	0.50	2940	587
18	0.00606	6.0	1.15	0.72	5.97	1.01	0.60	3580	689
19	0.0240	7.0	1.30	1.91	12.8	0.546	0.70	8980	1660
20	0.0200	8.0	1.43	2.24	12.5	0.639	0.80	10000	1790
21	0.0210	7.0	1.30	0.75	12.0	0.583	0.70	8400	1560
22	0.0250	8.0	1.43	2.31	14.0	0.571	0.80	11200	2000
23	0.0279	13.0	1.97	3.71	18.9	0.690	1.30	24500	3710
24	0.00101	11.0	1.77	1.58	3.30	3.33	1.10	3630	585
25	0.00204	6.0	1.15	0.72	3.46	1.73	0.60	2080	400
26	0.00100	18.0	2.37	3.41	4.20	4.29	1.80	7560	995
27	0.00202	18.0	2.37	3.35	5.97	3.02	1.80	10700	1410
28	0.00597	18.0	2.37	4.76	10.3	1.75	1.80	18500	2430
29	0.0101	18.0	2.37	5.06	13.3	1.35	1.80	24000	3160
30	0.00169	18.0	2.37	5.82	17.3	1.04	1.80	31100	4090
31	0.0100	14.0	2.06	3.46	11.7	1.20	1.40	16400	2410
32	0.0170	14.0	2.06	3.06	15.3	0.917	1.40	21400	3140
33	0.00202	11.0	1.77	1.68	4.67	2.36	1.10	5130	828
34	0.00602	11.0	1.77	1.86	8.06	1.37	1.10	8860	1430
35	0.0170	11.0	1.77	2.73	13.5	0.813	1.10	14900	2400
36	0.00101	6.0	1.15	0.43	2.44	2.46	0.60	1460	281

界面波を伴う上方発色限界（上界面）と大きな速度勾配のため平坦化した下方発色限界（下界面）で区切られる。同一水理条件で、着色法とアルカリ発色法を比較すると着色法の界面はアルカリ発色法の上・下界面のほぼ中央に現れることがわかった。図 1. 22ではフロント部での混合層厚実測値（ $h_3$ ）をシュリーレン法によるSimpson・Britter<sup>21)</sup>の実験結果と比較する。本実験の  $h_3$  は若干大きい傾向はよく一致している。

Abraham・Bysink<sup>22)</sup>は交換密度流の界面抵抗係数  $f_i$  の評価法を示した。すなわち、特定の密度 Froude数（この定義では  $Fi=0.405$ ）についてKeuleganやBarrらの結果から求めた定数  $Kr$  を用いて  $f_i$  が算定される。この評価は連行を  $Fi$  の関数として抵抗に考慮した芦田・江頭式とよく合致することが報告されている<sup>23)</sup>。同じ方法で層流域のデータから  $Fi-Kr$  曲線を求めれば他の  $Fi$  に

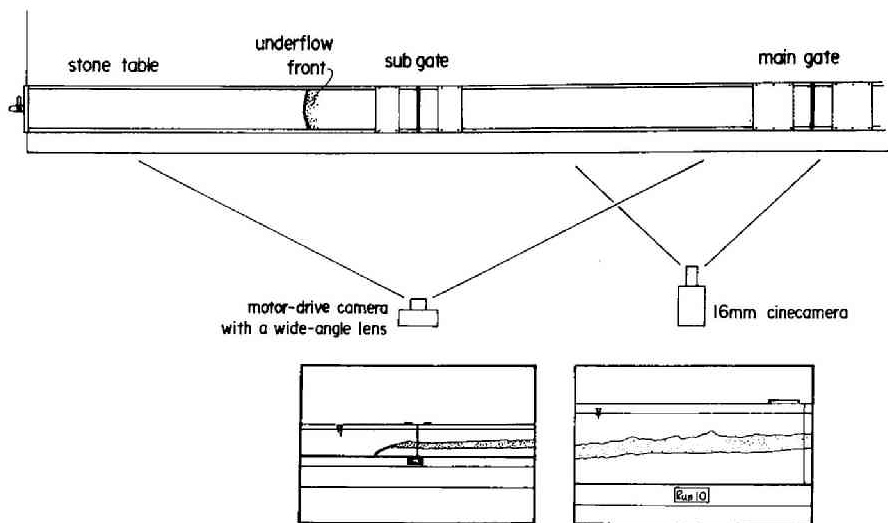


図 1. 21 実験水路と実験方法

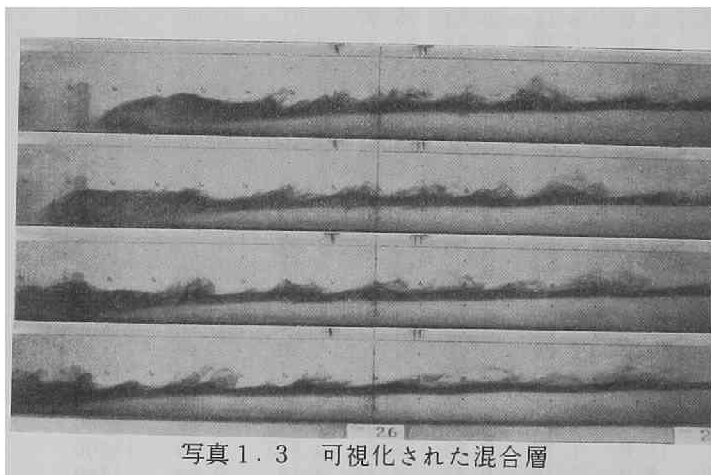


写真 1. 3 可視化された混合層

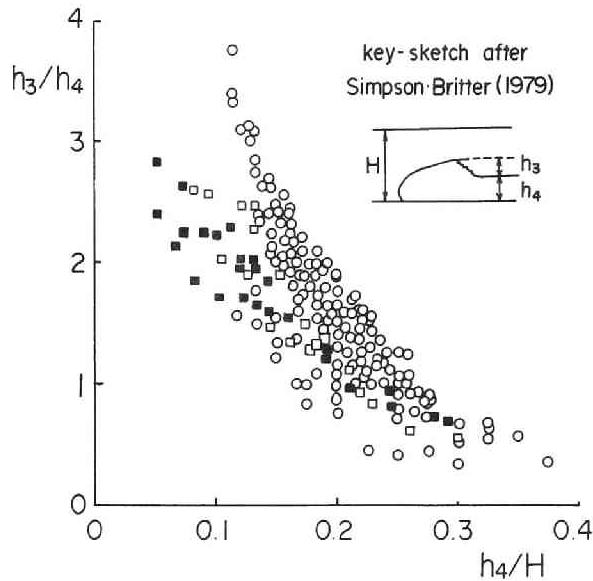


図 1.22 フロント部の混合層厚

(□, ■; Simpson・Britter、○; 本実験)

についても評価可能である。ただし、芦田・江頭式が適用できるのはフロント初速が確定する  $Fi \approx 0.45$  以下の状態についてであり、 $Fi > 0.45$  では定常流評価の数倍の値が算定される。このような初期の大きな抵抗係数は同時に起こる激しい混合過程によると推察された。

図 1.23 は実験でみられた 3 種の界面波の模式図である。(a) は  $H$  の大きな実験の隔壁開放直後に現れ、極めて不安定な渦の形態をもち短時間に径の小さな渦に分裂していく。伸びる界面全域での激しい碎波過程により混合層が形成される。この K-H 不安定に続いて (b) の形態が現れる。この段階でフロントの形状や混合層は確立する。(b) は定常なフロント後部で発生する渦列で、フロント部のみ不安定状態にあることを示している。この状態に移るときの  $Fi$  と下層 Reynolds 数  $u_2 R / \nu$  を図 1.24 に示す。これらは  $u_2 R / \nu > 450$  かつ  $Fi \approx 0.45$  で認められる。すなわち、(a) で始まる K-H 不安定は  $Fi \approx 0.45$  で完了し、フロント形状や混合層厚  $\delta$  が確立し、初速  $C_0$  が確定し、定常流の界面抵抗係数評価が満足されるようになる。 $Fi = 0.45$  では、

$$Ri(\delta) = g' \delta / (2 u_2)^2 = (2 Fi)^{-2} \delta / H = 1.23 \delta / H \quad (1.58)$$

である。図 1.25 は Reynolds 数による  $\delta / H$  の変化であり、白丸は Abraham らの実験の濃度分布から求めた。アルカリ発色法では少なくとも 1/100 濃度に相当する層まで可視化できるので両者はよく対応し、結果は単一曲線で表示できる。乱流域の  $\delta$  は水深の 20~30% 程度であるから、対応する Richardson 数  $Ri(\delta) \approx 0.25$  であり、安定限界として妥当な値である。

一方、図 1.24 より  $u_2 R / \nu < 450$  では碎波・非碎波の界面波<sup>(24), (25)</sup>が現れる。その碎波限界は上下界面両方に界面波が発生する部分に相当する。 $Fi = 0.45$  とすれば  $u_2 R / \nu = 200 \sim 400$  のとき

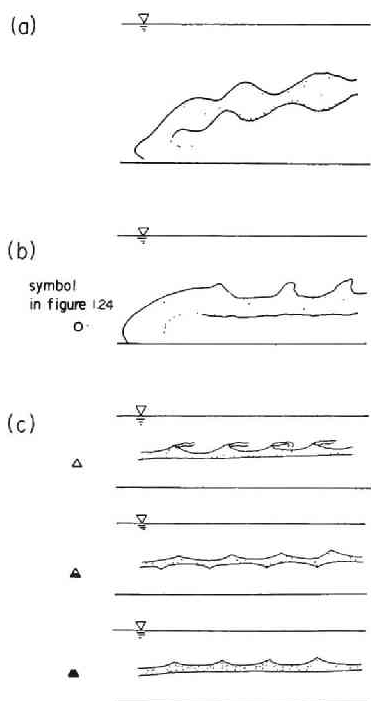


図 1.23 実験でみられた 3 種類の  
の界面波の模式図

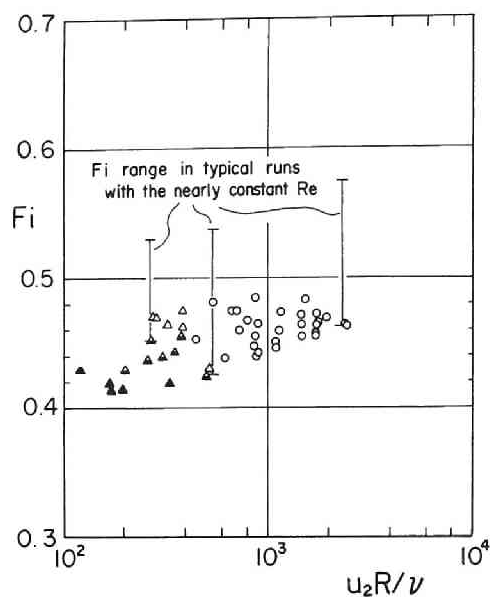


図 1.24 界面波の存在領域 (○；図1.23(b)  
の形式、△、△、▲；同(c)の形式)

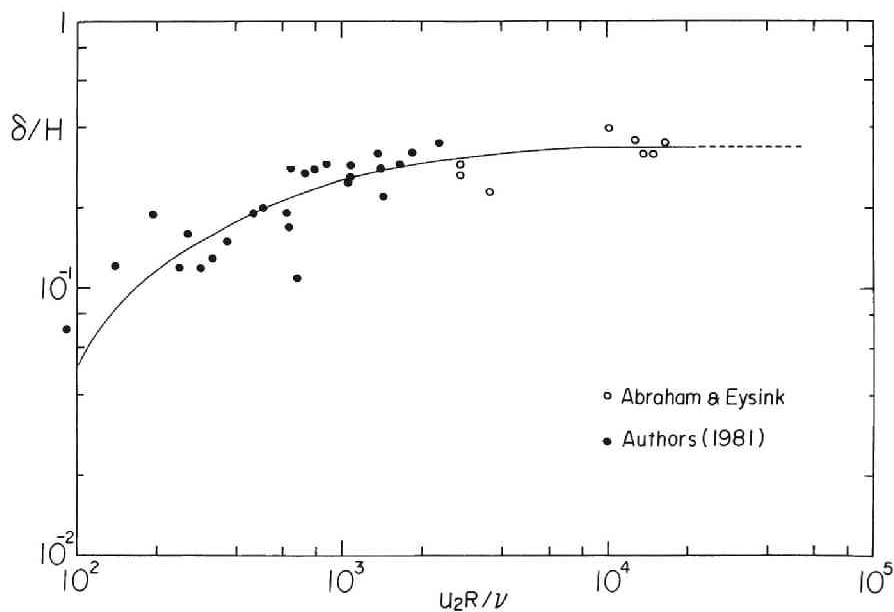


図 1.25 混合層厚のReynolds数による変化

のKeulegan数は

$$K = (u_2 R / \nu \times 2 u_2 / (g' H / 2)^{1/2})^{-1/3} = 0.116 \sim 0.0092 \quad (1.59)$$

となり、層流域での限界Keulegan数 $K_0 = 0.127$ と近い値をとる。このように本実験では界面安定に関する従来の実験結果<sup>24), 26)</sup>と数値的にもよく一致する結果を得た。

### 1.5.2 界面波の特性

界面波の平面的挙動を把握するため、幅70cmの水路で実験を行った<sup>27)</sup>。この実験は可視化に重点をおき上方からの写真撮影を主に行ったが、電気伝導度による濃度測定、界面波高計による波高測定(WM)および水素気泡法による流速測定(HB)も一部行っている。実験条件を表1.5に示す。実験範囲は可視化結果が理解しやすい層乱遷移条件に限定している。特に、Run8は安定限界に極めて近く、長時間にわたって対象とする界面波が持続したので、これを基本実験とし、手法を変えて何回か再現している。

図1.26には前出のAbraham<sup>22)</sup>の方法で推定した界面抵抗係数を示す。水路形状比の効果は径深で整理して除去している。一方、幅10cmの水路で求めた混合層厚 $\delta$ の図1.25より、広幅水路

表1.5 広幅実験の実験条件 ( $\nu = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ )

Run	$\varepsilon$	H (cm)	R (cm)	$V_\Delta$ (cm/s)	$T_\Delta$ (s)	B/H	$V_\Delta H / \nu$	$u_2 R / \nu$	$u_{*i}$ (cm/s)	probe number
1	0.0021	6.0	1.44	3.54	1.67	11.7	2120	220	0.246	1
2	0.0020	7.0	1.67	3.71	1.89	10.0	2600	270	0.201	1
3	0.0022	8.0	1.89	4.11	1.95	8.75	3290	350	0.272	1
4	0.0020	9.0	2.11	4.21	2.14	7.78	3800	410	0.220	1
5	0.0101	4.0	0.97	6.23	0.64	17.5	2500	240	0.408	1
6	0.0101	15.0	3.39	12.16	1.23	4.67	18200	1770	0.516	1
7	0.0101	5.0	1.21	7.02	0.71	14.0	3510	360	0.441	2
8	0.0101	6.0	1.44	7.72	0.78	11.7	4630	490	0.454	4
9	0.0101	7.0	1.67	8.43	0.84	10.0	5830	610	0.434	5
10	0.0101	8.0	1.89	8.90	0.90	8.75	7120	770	0.450	4
11	0.0060	5.0	1.21	5.43	0.92	14.0	2720	280	0.341	6
12	0.0061	6.0	1.44	5.97	1.01	11.7	3600	380	0.384	6
13	0.0060	7.0	1.67	6.43	1.09	10.0	4500	440	0.395	6
14	0.0060	8.0	1.89	6.87	1.16	8.75	5500	590	0.319	6
15	0.0101	5.0	1.21	7.05	0.71	14.0	3520			WM
16	0.0101	6.0	1.44	7.72	0.78	11.7	4630			HB
17	0.0101	6.0	1.44	7.71	0.78	11.7	4620			HB
18	0.0101	6.0	1.44	7.72	0.78	11.7	4630			WM
19	0.0102	6.0	1.44	7.73	0.78	11.7	4640			HB
20	0.0020	10.0	2.33	4.47	2.24	7.00	4470			HB

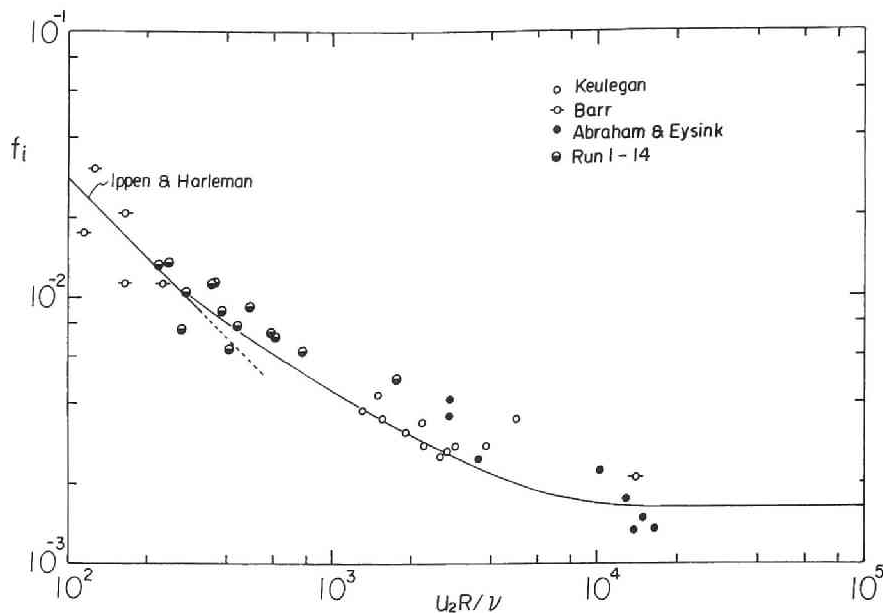
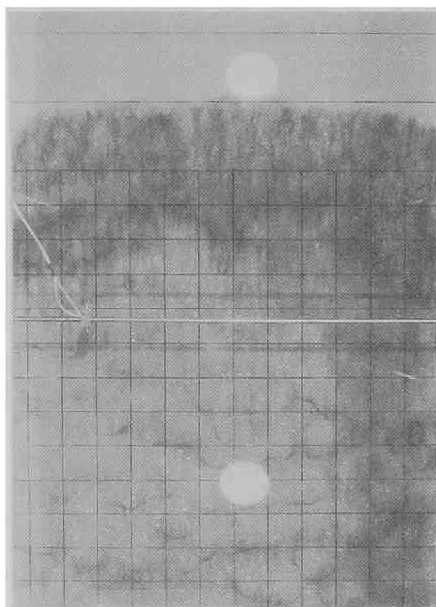


図 1.26 交換密度流の界面抵抗係数

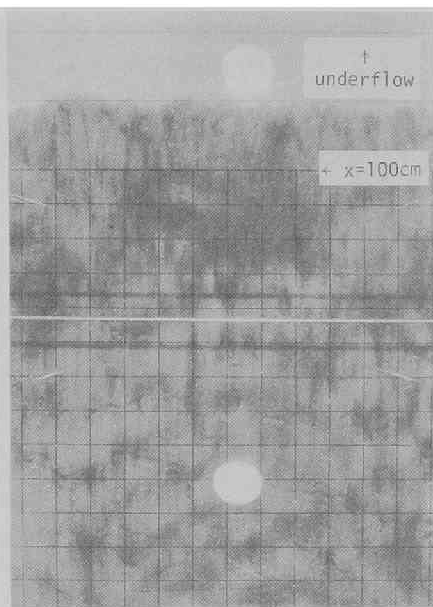
の実験範囲である  $u_2 R / \nu = 200 \sim 1000$  では  $\delta / H$  が急激に増加しているが、 $\delta$  は水深の 10～20% 程度であり、基本実験 (Run 8) では  $H = 6\text{cm}$  であるから 0.6～1.2cm の混合層があることになる。

界面波の代表的な平面形状を写真 1.4 に示す。(a) Run3 と (b) Run4、(c) Run11 と (d) Run12 は相対密度差  $\epsilon$  が同じで  $H$  の異なる実験の比較であり、(b)、(d) の方が高い Reynolds 数に対応する。特に、写真 (a)、(c) で顕著なものは比較的濃くみえる線状の発色である。これらが界面波のどの部分に対応するかは写真のみでは明らかでないが、界面波高計記録と同様の平面写真の比較からこの線状の発色が界面波波峰に対応することが確認された。従って、写真 (b)、(d) の、ぼやけた発色塊は界面波波峰での碎波状態を示すものと考えられる。実際、安定限界は各対をなす二つの実験の間にくるような設定になっている。

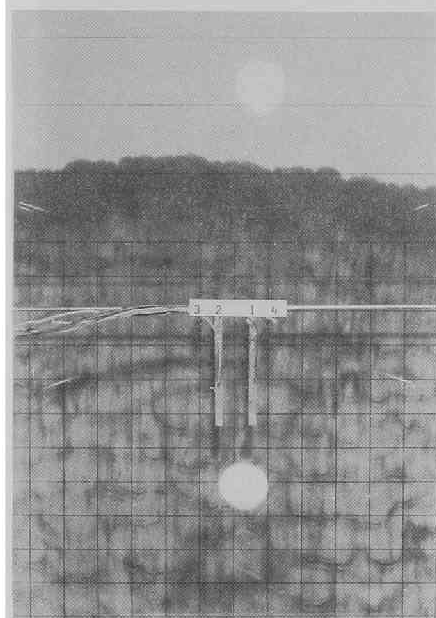
波峰の明瞭な界面波は水路幅方向に連続したものではなく、ある横断スケールを有する。この特性は風波の三次元的形状と類似であるが、風波が風速増加とともにスケールが大きくなるのに対し、界面波の挙動はむしろ逆のようである。界面波の横断スケールについて平面写真から考察することは難しいので、水素気泡法による流れの可視化結果について検討した。Run 16, 17, 19 は Run 8 と同一条件で行い、各々、底面から 1.5 および 3 cm の高さに白金線 (0.05mm) を横断方向に張った。隔壁からの距離はそれぞれ、85.60 および 85cm である。Run 20 では、 $\sqrt{H} / \nu$  を Run 8 とほぼ同じにし、水深を 10cm に設定したもので白金線の高さは底面より 1.7cm である。気泡パルス間隔はすべて 0.5sec とし、写真撮影間隔は Run 16, 17, 20 では 2sec、Run 19 については 1.5sec とした。各時刻の写真から白金線 (流下側) 部分を切出し、つないで示したのが写真 1.5 である。Run 8 の条件では気泡線間隔で推定した平均流速が上層で 1.07cm/s (Run 17)、界面で 0.59cm/s (Run 19)、



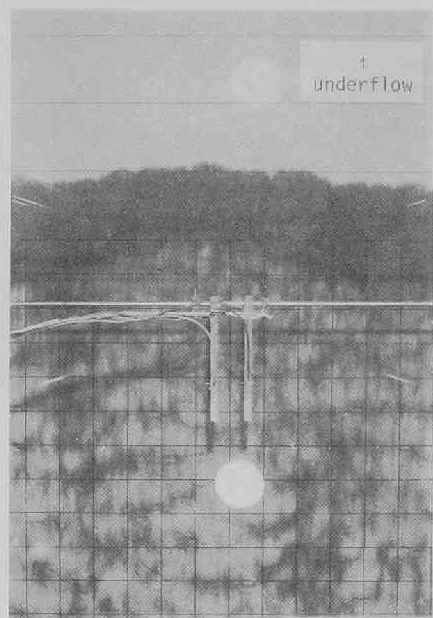
(a) Run 3



(b) Run 4



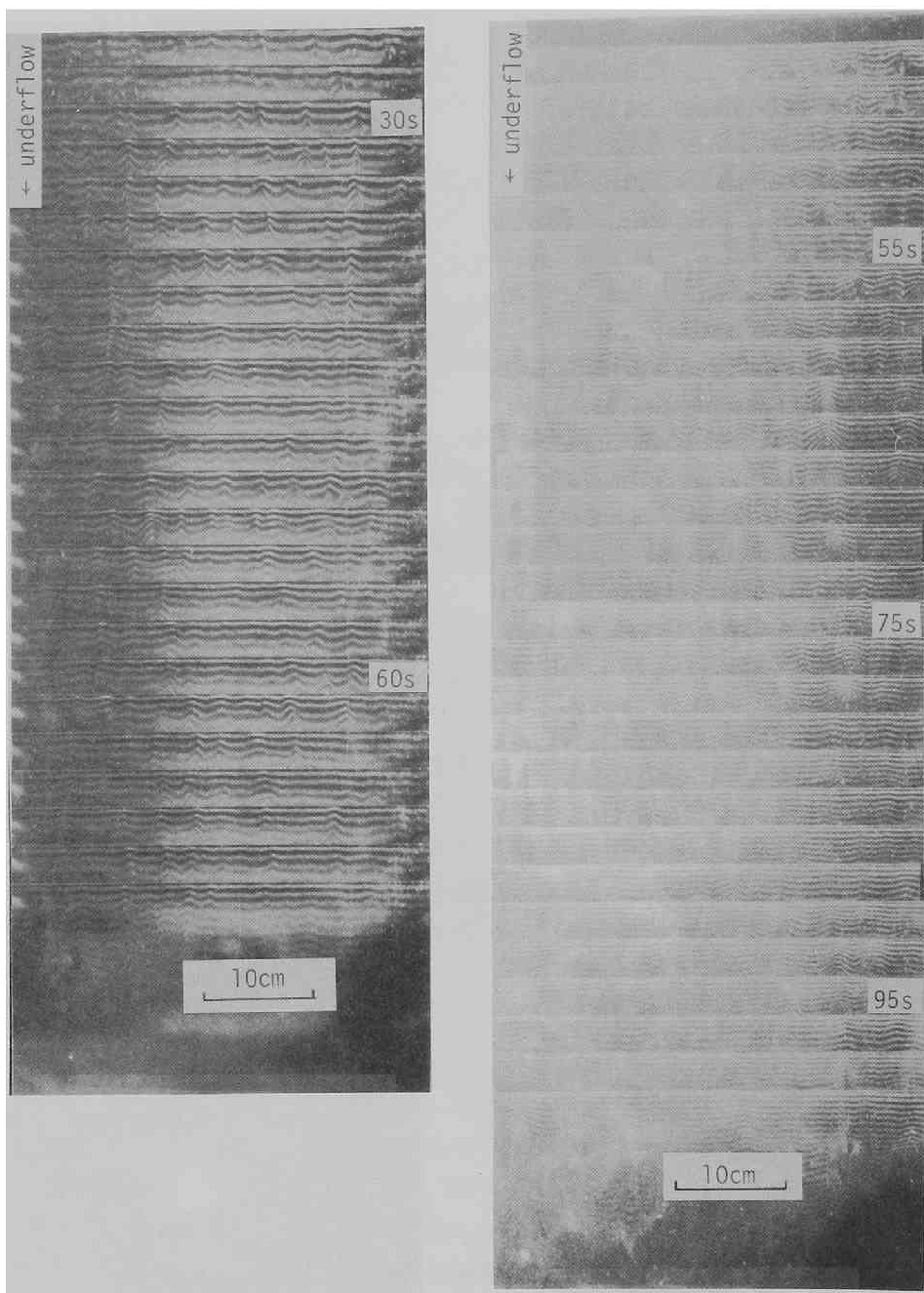
(c) Run11



(d) Run12

写真 1 4 界面波の平面形状

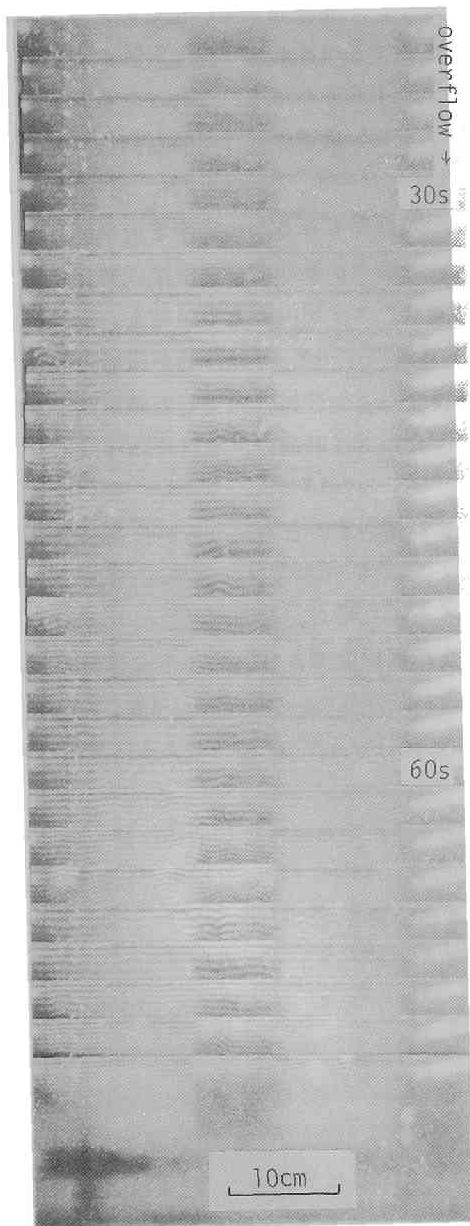




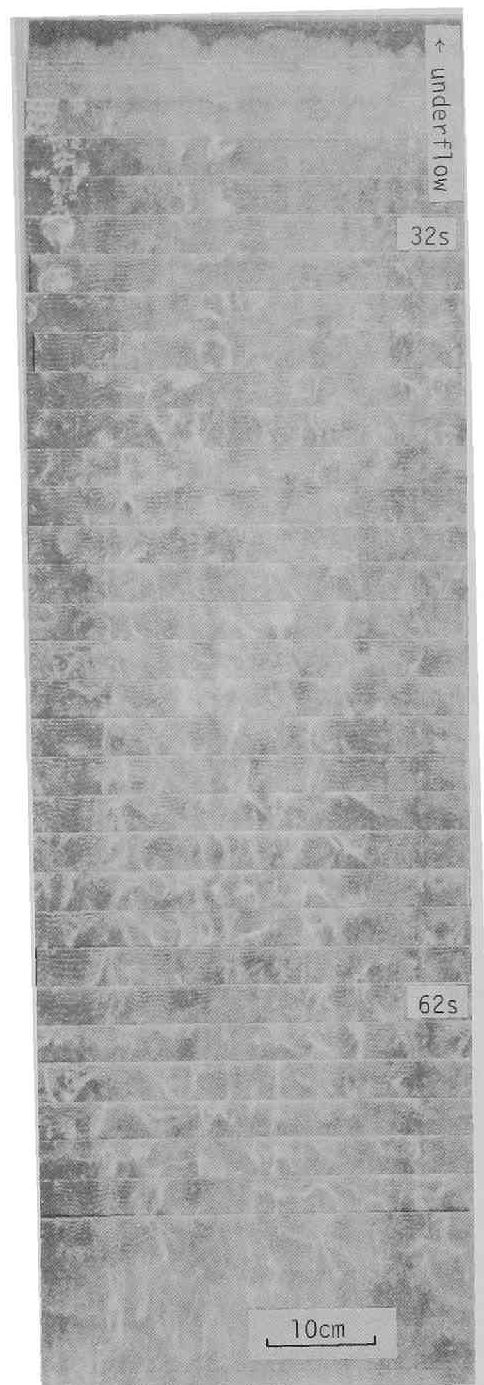
(a)Run16

(b)Run20

写真 1. 5 各層での水素気泡法による可視化



(c)Run17



(d)Run19

下層では1.44cm/s (Run16)である。平均的な界面波波速の密度Froude数は $0.18 \pm 0.06$ 程度であり、上層流のそれに近いが、変動の大きいことが特徴である。界面波周期実測値を与えると界面波の平面的スケールは流速とともに減少し、風波と逆になることが知れた<sup>27)</sup>。

写真1.5(a)には気泡列中にstreakとして現れる低流速部分がある。これはフロントの三次元構造を反映し、その通過と同時に形成される。特にフロント通過直後は明瞭なstreak構造が持続するが時間の経過とともに弱まる。Run 8の波峰の横断スケール、Run16と20については、streak間隔の頻度分布を図1.26に示す。フロントからの距離の効果もみるため前半と後半に分けて示す。streak間隔は波峰長の頻度分布の傾向と一致し、streak構造が界面変動と密接に関係することを示唆している。Run20も傾向は類似であるが、Run 8より大きな間隔のものが増え、全体的にばらつきも大きい。Run16のstreak発生位置の頻度分布を図1.27に示す。streakが横断方向に比較的固定した位置で生じるのがわかる。追跡した界面波はフロント後部に発生した渦が流下、安定化したものであり、このフロント渦発生位置が固定していれば後続部の界面波やstreakはフロント構造を反映しているとみなせる。

一方、こうした流況は下層流の壁面境界層の低速縞に相当すると考える。低速縞間隔として $y^+ = 100(y^+ = u_* y / \nu)$ のスケールをとると、実験の $u_{*i} = 0.40$ および $0.25$ cm/s 程度であるから縞間隔は2.5および4.0cmとなり、実験値と概ね一致する。ただし、壁面は界面にも底面にもとれ、しかも、ここの水理条件の交換密度流では各摩擦速度が同程度であり、何れの境界面に発達したものが明らかでない。ただし、白金線高さは底面に近い。さらに、縞間隔が、ほぼ下層厚に相当することからLangmuir循環流としての説明もできる。Fallerら<sup>28)</sup>が述べたように風波の波長が水深程度になるとセルのサイズも水深程度となる。

初期の実験で経験したことであるが、電導度計の深さの設定を誤ると周期的な濃度変動でなく間欠的な塩水上昇を捉えることがあった。上層流の写真(c)では、特に、後半の気泡線の乱れに気づくが、これらは上述の並列らせん流のように必ず白金線を横切るものでなく、明らかに界面から間欠的に上昇してきたものである。Hino<sup>29)</sup>による上層流の水素気泡写真にみられる高速・低速部の交互配列もみることができたが、ここでは、界面から浮上する構造が目立つ。

写真(c)は時間的経過をみるため(a), (b)と同じ構成としたが、撮影範囲全体で見出されたうちの特徴的構造を写真1.6に示す。これがいわゆるburstingの渦と同じものか、そして上層への塩分混入にどの程度寄与するのかは不明であるが、この間欠的混入が連行の形態とも考える。こう考えて界面付近の写真1.5(d)を見直すと興味深い。写真は界面波そのものを捉えているが、タイムラインが白金線から離れるに従い、比較的規則的な波の形態が崩れ流下方向に尾をひき、ループを描いたり、ひねられたりする状況がみえる。こうした状況は時間の経過とともに激しくなり、界面位のわずかな上昇に伴い乱れの状況を鉛直に移動観察していることによると考えられる。界面波と区別はし難いが、もはや界面とは離れた渦になったものもあり、それが発生しつつある初期のburstingと考えて上昇高さを $z^+ = 40$ の程度とすれば、実験の平均的な $u_*$ を用いて $z = 1$ cmを得る。混合層も1cm程度であるが、これはフロント初速が決定されるまでに形成され、実験中は同程度で維持される。この厚さは流れが安定限界以下に保たれる最小値と考えられる。

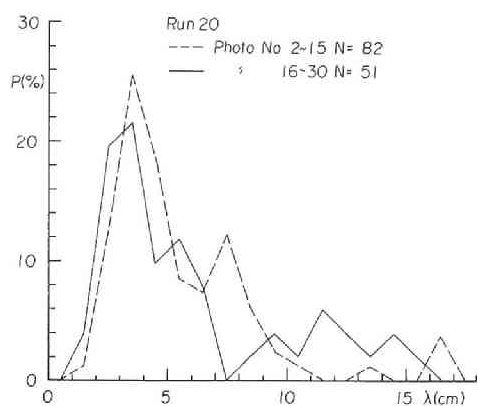
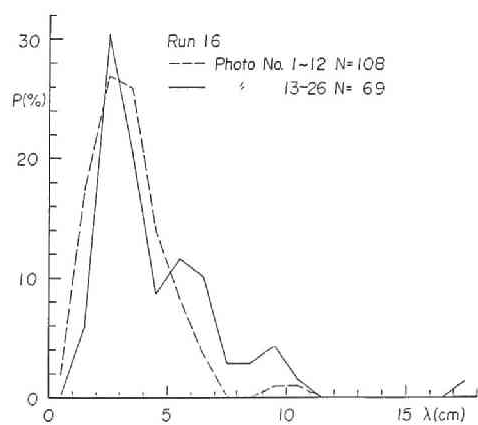
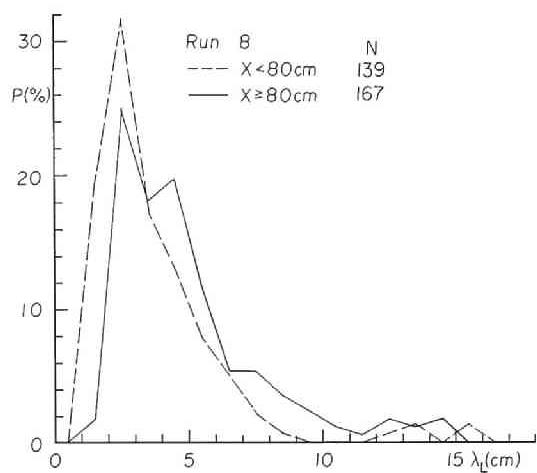


図 1.27 波峰長と低速縞間隔の頻度分布

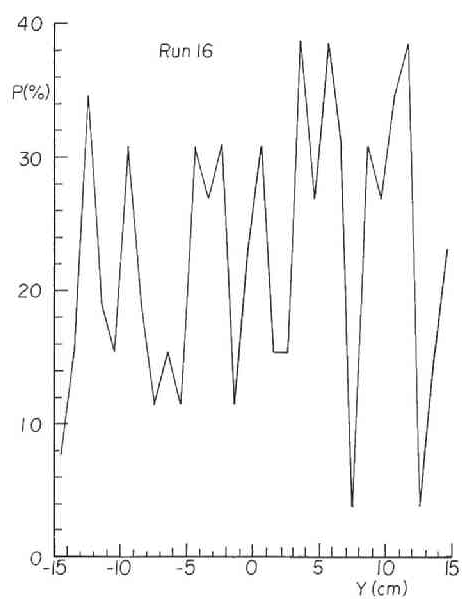


図 1.28 低速縞発生位置の頻度分布

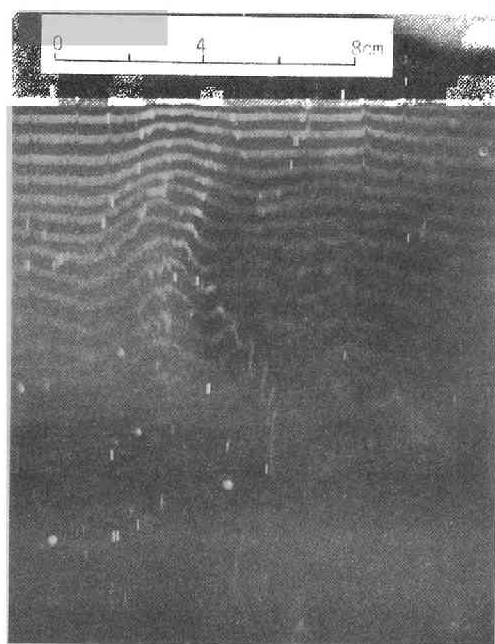


写真 1.6 界面から上昇する渦 (Run17)

一方、現実にはこの高さを越えて上昇する渦が存在する。ここの実験では水路長が短く混入量について示すことはできなかったが、以下の章で、現地水域における密度流の混合形態を、ここの結果と関連づけて考察する。

## 1 6 結 語

本章では、湖流の運動を支配する無次元パラメータの考察と基礎実験から Rossby数  $Ro < 1$  の強回転域における自転の基本的効果を概観した。また、湖で起こりうる流れの密度Froude数範囲における特徴的な混合形態についても考察した。主要な知見は以下のようである。

1) 基礎式の2種の無次元化から、湖流を慣性時間 $f^{-1}$ でみるべきであることを示し、琵琶湖の流系についてこれを確認した。ただし、基本パラメータを評価して回転・非回転系の遷移を議論するには渦動粘性係数 $\nu_v$ の評価が重要である。

2) 中小河口の非定常塩水くさびに相当する現象では $Ro > 1$ であり、この場合には非回転実験と同様 $Re$ が支配的である。しかし、 $Ro$ が小さくなると、くさび進行方向右岸に塩水が偏り、右上りの界面勾配が生じる。 $Ro$ の小さい湖では実際にこれが起こり、流れの幅（水平循環流の形成）や流量（抵抗）評価に重要となる。下層流量は $Ro$ に反比例して減少し、 $Ro \approx 1$ で自転を考慮するか否かで30%の流量差を生じた。この流量差がなくなる非回転系近似の限界は $Ro \approx 4$ であった。

3)  $Ro < 1$ の強回転域では $Ev$ が重要である。 $Ev < O(10^{-3})$ で非粘性の回転水文学的扱いが可能となり定常フロント幅が評価できる。 $Ro < 1$ でも、 $Ev > O(10^{-3})$ では回転水文学領域ほど速やかに流れの偏向は完了せず、流れ全域で大きな偏向が存在する。偏向が $Ev$ のみに規定される粘性極限と回転水文学領域の間には、偏向が $Ro$ と $Ev$ の両方に規定される領域があり、均質回転流れの地形効果と対応する。

4)  $Ro$ と $Ev$ の効果は3種の時間スケール $1/f$ 、 $b/V_b$ 、 $H^2/\nu$ の大小関係で分類でき、フロント横偏差の流程変化から4領域に分類した。フロント部までEkman層化する条件は $Ro < Ev^{1/2}$ であり、 $Ev > O(10^{-3})$ の領域のフロント形状を検討して横偏差がピークをとる時間をSpin-up時間と関係づけ、偏向現象の支配因子がこの時間を境に $Ro$ から $Ev$ に移行することを示した。

5) 管路抵抗に関する古典的実験に回転を与え、回転による抵抗増加により間接的に二次流強度を推定した。抵抗増加は滑面乱流の $Re = 10^4$ で認められなくなるが、層流範囲で $\lambda \propto Re^{-1}$ の関係が維持される。 $\lambda Re$ は $E = \nu/\omega D^2$ の減少とともに増加し、これを $E$ のみの関数とみて、 $\lambda Re = 64 + 4E^{-1/2}$ の補間式を得た。

6) 混合層はK-H不安定と考えられる初期の激しい混合過程により形成される。定常流よりも大きい連行・界面抵抗係数はこの層の形成と関係する。界面波の状況の変化から砕波過程完了が識別できて、そのときの $Fi \approx 0.45$ である。これをRichardson数に変換すれば安定限界に対応し、これが交換密度流のフロント初速を決定していることを示した。

7) 密度流界面波と乱流境界層の類似性に着目し、密度分布の変化させる連行機構が乱流組織渦と同種とする考えを実験的に示した。調べた界面波は、Keulegan以降、多くの研究者により実験された層乱遷移条件で現れる鋭鋭な界面波であり、安定限界を下回ると砕波して渦的構造に遷移

するものである。平面的可視化により渦の大きさは実験規模では数cmであり、特に横断方向にも同程度のスケールを有することを確認した。

8) 界面波波速の密度Froude数は $0.18 \pm 0.06$ 程度であり、界面波の平面スケールは流速とともに減少し、この点は風波と逆になった。なお、この状況ではすでに渦構造への遷移が起こっている。滑面乱流境界層における低速縞が密度流下層にも存在し、界面波と並列らせん流の横断長が一致するので両者の共存場が達成されることがわかった。このような境界層規模のヘアピン渦の平均上昇高さは交換密度流の平均的な密度鉛直分布、混合層厚さを説明するが、これ以上の上昇高さもbursting的な挙動によって説明しうる。

#### 参考文献

- 1) 大西行雄・大久保賢治・原島省・村本嘉雄：密度流におけるコリオリ効果に関する研究、京都大学防災研究所年報、23B-2, pp. 351-371, 1980.
- 2) Imasato, N.: Study of Seiche in Lake Biwa-ko(II), -On a Numerical Experiment by Nonlinear Two-Dimensional Model-, Contributions, Geophysical Institute, Kyoto University, No.11, pp.77-90, 1971.
- 3) Kanari, S.: On the Study of Numerical Experiments of Two Layer Lake Currents, Jap. J. Limnol, 35, 1, pp.1-17, 1974.
- 4) Whitehead, J. A., A. Leetmaa and R. A. Knox : Rotating Hydraulics of Strait and Sill Flows, Geophys. Fluid Dyn., 6, pp.101-125, 1974.
- 5) Rydberg, L.: Rotating Hydraulics in deep-water channel flow, Tellus, Vol.32, pp.77-89, 1980.
- 6) Sumbuco, E. and J. A. Whitehead: Hydraulic control by a wide weir in a rotating fluid, Jour. Fluid Mech., Vol.73, pp.521-528, 1976.
- 7) Gill, A. E.: The hydraulics of rotating channel flow, Jour. Fluid Mech., Vol.80, pp.641-671, 1977.
- 8) Shen, C. Y.: The rotating hydraulics of the open-channel flow between two basins, Jour. Fluid Mech., Vol.112, pp.161-188, 1981.
- 9) Gill, A. E.: Adjustment under gravity in a rotating channel, Jour. Fluid Mech., Vol.77, pp.603-621, 1976.
- 10) 大久保賢治・村本嘉雄：密度流におけるコリオリ効果に関する研究(2)、一回転系の交換密度流実験一、京都大学防災研究所年報、24B-2, pp.339-365, 1981.
- 11) Smith, P. C.: A streamtube model for bottom boundary currents in the ocean, Deep-Sea Res., Vol.22, pp.853-873, 1975.

- 12) Keulegan, G. H. : An experimental study of the motion of saline water from locks into fresh water channels, Nat. Bur. Stand. Rep. 5168, 1957.
- 13) Barr, D. I. H. : Densimetric exchange flow in rectangular channels, III. Large scale experiments, La Houille Blanche, pp. 619-633, 1967.
- 14) Vaziri, A. and D. L. Boyer: Rotating flow over shallow topography, Jour. Fluid Mech., Vol. 50, pp. 79-95, 1971.
- 15) Benton, G. S. : Spin-up, Annual Review of Fluid Mech., Vol. 6, 1974.
- 16) Barua, S. N. : Secondary flow in a rotating straight pipe, Proc. R. Soc. Lond. A227, pp. 133-139, 1954.
- 17) Benton, G. S. : The Effect of the Earth's Rotation on Laminar Flow in Pipes, J. Applied Mechanics, 3, pp. 123-127, 1956.
- 18) Larsson, R. : Coriolis Generated Secondary Currents in Channels, J. Hyd. Eng., Vol. 112, pp. 750-767, 1986.
- 19) Ludwig, H. : Die ausgebildete Kanalströmung in einem rotierenden System, Ingen. Archiv, Vol. 65, pp. 296-308, 1951.
- 20) Speziare, C. G. : Numerical study of viscous flow in rotating rectangular ducts, J. Fluid Mech. Vol. 122, pp. 251-271, 1982.
- 21) Simpson, J. E. and R. E. Britter: The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface, Jour. Fluid Mech., Vol. 94, pp. 477-495, 1979.
- 22) Abraham, G. and W. D. Eysink: Magnitude of interfacial shear in exchange flow, Jour. Hydraulic Res., Vol. 19, No. 2, pp. 120-150, 1971.
- 23) 江頭進治・芦田和男：成層密度流の流れの構造に関する研究、京都大学防災研究所年報、第22号B-2, pp. 355-381, 1979.
- 24) Thorpe, S. A. : Experiments on the instability of stratified shear flow, miscible fluids, Jour. Fluid Mech., Vol. 46, pp. 299-319, 1971.
- 25) Keulegan, G. H. : Interfacial instability and mixing in stratified flows, Jour. of Res. of Nat. Bur. Stand., Vol. 43, pp. 487-500, 1949.
- 26) Ippen, A. T. and D. R. F. Harleman: Steady-state characteristics of subsurface flow, Proc. NBS Symp. on gravity waves, Nat. Bur. Stand. Circ. 521, pp. 79-93, 1952.
- 27) 大久保賢治・菅沼史典・村本嘉雄：密度流界面現象の三次元性に関する実験、京都大学防災研究所年報、第28号B-2, pp. 399-416, 1985.
- 28) Faller, A. J. and E. A. Caponi: Laboratory Studies of Wind-driven Langmuir Circulations, J. Geophys. Res., Vol. 83, C7, pp. 3617-3633, 1978.
- 29) Hino, M. : Large Eddies in Stratified Flow, 12th Congress, IAHR, pp. 61-73, 1967.



## 第2章 浅水湖の吹送流に関する研究

### 2.1 概説

我が国の場合、環境水理上、問題となる湖は琵琶湖南湖、霞ヶ浦、諏訪湖のように、いずれも容量の小さい浅水湖であり、そうした水域の吹送流が本章の対象である。吹送流は時・空間的に変化する風の作用で起こり、顕著に地形の影響を受け、水温成層状態によっても変化する複雑な現象であり、その解明は最終的に数値解析手法に頼らざるを得ないであろう。

吹送流には風の直接的吹送成分 (drift current) と水面勾配に基づく成分 (slope current) があり、両者を重合せ鉛直平均すると一様流とそれからの偏差流が定義できる。前者は水平循環流に対応し恒流や表面静振も含めうる。一方、後者の偏差流が風洞実験でみられる鉛直循環である。さらに、自転や地形効果による二次流が現象を複雑にする。数値解法によるべき成分は、地形や水位分布を反映する水平循環流と地形による二次流である。鉛直循環と自転性二次流を局所的に近似計算することは可能であろうが、鉛直循環が二次流を媒介として水平循環流と相互作用するため、厳密には三次元計算が必要となる。

数値解析結果が実験値と比較されるようになったのは最近のことであり、これは数値モデルの三次元化と関連している。すなわち、二次元から三次元計算に移行する際に導入される鉛直渦動粘性係数 $\nu_v$ は流速鉛直分布を顕著に変化させ、その適合度によりモデルが検証できる。この重要なパラメータ $\nu_v$ の大きさや分布の決定に風洞実験値は有用である。一方、観測値は測定法や精度がまちまちで実験値と同列に扱うのは一般に困難と考えられる。しかしながら、現地の吹送流の実態を明らかにすることは、数値モデルの検証にとっても極めて重要な課題である。

流速鉛直分布の滑らかな表現は層分割法と関連する。回転系を仮定する Ekman タイプモデルが浅水湖に適用されるが、前章の検討でわかるようにその妥当性は鉛直 Ekman 数に依存する。Ekman スパイラルの非回転極限は擬似層流の放物線分布であり、連続分布モデルでも $\nu_v$ が一定であれば問題は同じである。三次元モデルでは $\nu_v$ の表現が重要であるが、鉛直分布や時間変化の実測値は少なく、断片的である。

海洋計算も含め、1970年代の湖流計算は安定性も考慮し $\nu_v$ を一定の外部パラメータとするものが大半であったと思われる。本章でもこの考え方は大きく変更せず、湖流を定常解の連続として捉える立場に立つ。しかし、ある時間間隔以上の湖水の動的応答は再現できる $\nu_v$ の適切な表現について、風や湖流観測値を用いて考察する。

以上のことを踏まえて、本章はつぎのような構成となっている。第2節では、湖流の数値解析結果の基本的特徴を把握し数値解析の問題点を分析する。これに基づき、湖流の形成される順序に従って、以下の節では、風に対する応答が最も速い流速鉛直分布に重点をおく。第3節では、既往の実験値から流速鉛直分布と水面抵抗則、渦動粘性係数等について議論する。第4節は現地観測による流速鉛直分布や抵抗則の検証であり、濁度や水温のようなスカラー量を同時観測し、鉛直拡散係数、すなわち鉛直 Ekman 数を評価して回転・非回転系の遷移を明らかにする。



## 2.2 琵琶湖南湖の湖流解析

### 2.2.1 3層位モデルと計算条件

最初に、琵琶湖南湖の湖流解析結果<sup>1)</sup>について、現実にあうと思われる数値解の特徴を述べる。使用したのは流速を陽解法、水位は陰解法で解くSemi-implicit法の多層位モデル<sup>2)</sup>で基礎式は1.2節に示したものである。計算対象領域は図2.1のように琵琶湖大橋より南の南湖全域とし、水平間隔250mの計算格子を配置し x軸は北向き、y軸は西向きを正にとる。鉛直渦動粘性係数として $\nu_v = 0.1 \sim 10 \text{ cm}^2/\text{s}$ の範囲を考えると、Coriolisパラメータが $f = 8.4 \times 10^{-5} (\text{s}^{-1})$ のときのEkman層厚は1.5~15mである。この表層流の厚さは摩擦深度Dと呼ばれ、次式で定義される。

$$D = \pi (2\nu_v / f)^{1/2} \quad (2.1)$$

Ekman<sup>3)</sup>によれば水深hが0.25D程度でも自転効果はかなり顕著に現れる。上限の $\nu_v = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$ を考えても0.25Dに相当する水深は380cmであり、南湖でも不完全ながらEkmanスパイラルが形成される可能性はある。ただし、その形成には(1.44)のspin-up時間 $t_s = f^{-1} E_v^{-1/2}$ を要し、風の吹送時間に依存する。h=380cmでは、 $\nu_v = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$ で $t_s = 3.6$ 時間である。一方、 $\nu_v = 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$ では、D=150cmの顕著なスパイラルが期待されるが、 $t_s = 1.5$ 日は一定風の継続時間としては現実的でない。南湖でこれ以上の時間規模をもつ流れは放流に伴う恒流に限られる。以上の考察から、 $\nu_v$ の小さい微風時に自転は効果的といえる。表層摩擦深度Dがh以下であれば、底面にもEkman層が形成され、その層厚和がh以下なら中層部に非粘性領域が現れるだろう。このように

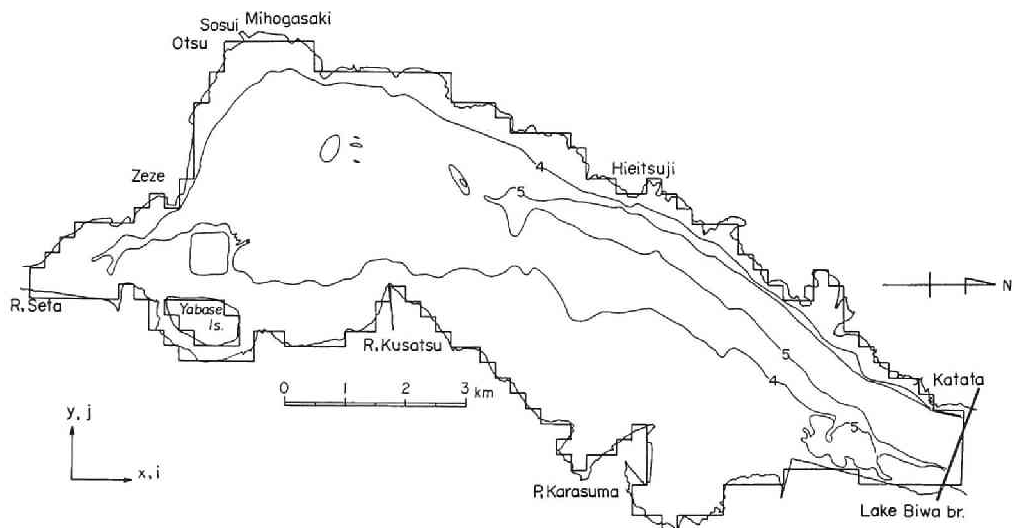


図2.1 計算対象領域

深海流と同様の3層状態となる場合は第1、3層の厚さをDの程度にとる必要がある。 $\nu_v$ が深さ方向に一定とし、比較的小きな値  $\nu_v=0.2, 0.4\text{cm}^2/\text{s}$  からDを評価すると表層および底層厚さはそれぞれ、220および310cmとなる。逆に、これらの $\nu_v$ の値が期待される風速Wをつぎの経験式<sup>4)</sup>

$$\nu_v = 2 \times 10^{-5} W h \quad (2.2)$$

で評価すると、 $h=200\sim 500\text{cm}$ では、 $\nu_v=0.2\text{cm}^2/\text{s}$ に対し $W=50\sim 20\text{cm/s}$ 、 $\nu_v=0.4\text{cm}^2/\text{s}$ に対し2倍の $100\sim 40\text{cm/s}$ となる。すなわち、自転と粘性の効く範囲は1 m/s以下の風速で現れる。

実際は水深に応じ、つぎのように層厚 $d_i(\text{m})$ を決め、2または3層分割とした(図2.2)。

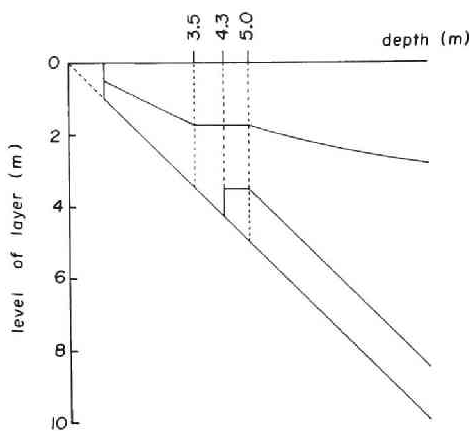


図2.2 層分割の方法

$$1.0 \leq h < 3.5 \quad d_1 = d_2 = h/2, \quad d_3 = 0$$

$$3.5 \leq h < 4.3 \quad d_1 = 1.75, \quad d_2 = h - 1.75, \quad d_3 = 0$$

$$4.3 \leq h < 5.0 \quad d_1 = d_2 = 1.75, \quad d_3 = h - 3.50$$

$$h \geq 5.0 \quad d_1 = 1.03(h - 2.12)^{1/2}, \quad d_3 = 1.50$$

$h$ が5.0m以上では、 $\nu_v$ 一定のとき第3層が、(2.2)のように $\nu_v$ が $h$ に比例するときは第1層が、それぞれ、(2.1)に対応する厚さとなるが、南湖では、図2.3のように比較的一様な層分割となる。隣合う格子で層数

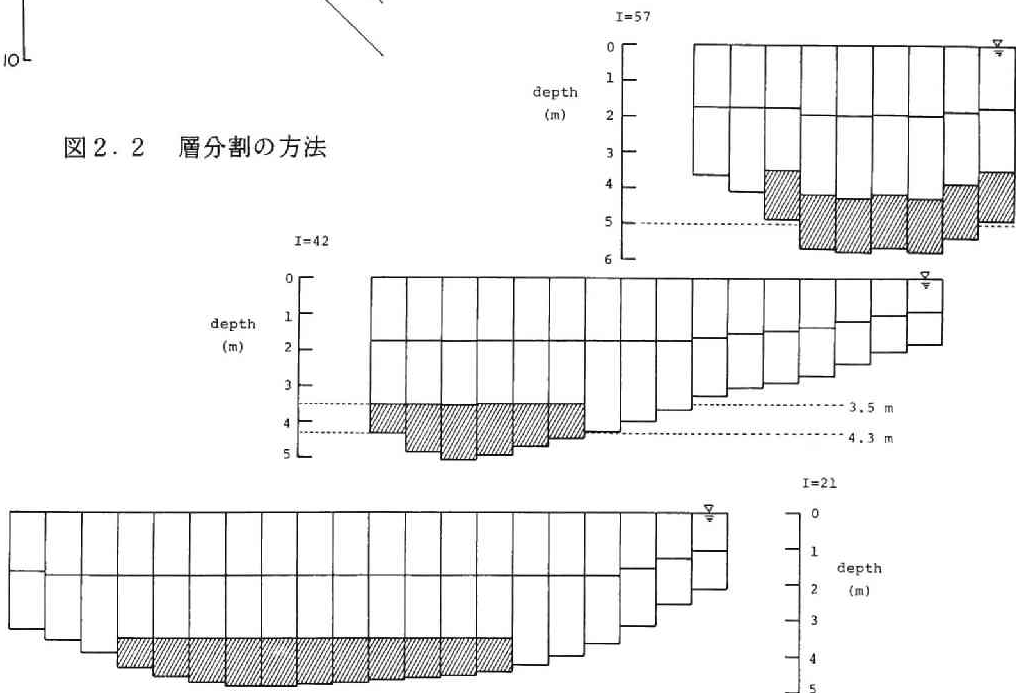


図2.3 層分割の状況を示す横断面

が異なる場合、一方の第3層から他方の第2層への鉛直斜め移流の補正項が考慮される<sup>2)</sup>。

計算初期には、深海域の表層と底層に形成される Ekman層の概念で結果が解釈できるように、 $\nu_v$ の値を小さく ( $0.2, 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$ ) かつ風速によらないとして計算を進めた。この設定の妥当性は湖流調査結果との比較後に考察し、適当な修正を加える。この手続きにより、無風時、恒流のみ存在する状態での $\nu_v$ の値を推定できる。

表2.1に各 RUN の計算条件を示す。これらは層分割が1レベル (層) および3レベルの計算、境界条件が湖流調査期間の条件および仮想的な単純化条件の計算、さらに、大放流時と標準時の計算にわけることができる。

## 2.2.2 湖流調査期間の境界条件

1981年7月6～20日の15日間に南湖全域の湖流調査<sup>5)</sup>が実施され、期間中、23測点に設置されたベルゲン流速計による測流は7月10～20日に行われた。この調査期間の境界条件としての水位、放流量および風について述べる。図2.4は調査期間の水位変化であり、平滑化した堅田水位を南湖平均水位とする。図より振動成分を除くと三保ヶ崎の水位もほぼ同じ変化を示し、放流効果は鳥居川水位にのみ強く現れる。

瀬田川・疏水放流量はともに1日2回の測定で、直線補間により観測値を用いた (図2.4)。降雨を無視し南湖流入河川の影響も考えないので、放流量と堅田水位より推定される南湖湖体積

表2.1 南湖モデルの計算条件 (RUN00-RUN20)

RUN	LEVEL	SETA, SOSUI	WIND	TIME	$\nu_v$	$\nu_h$	dt
		[ $\text{m}^3/\text{s}$ ]		[day]		[ $\text{cm}^2/\text{s}$ ]	[sec]
00	1	measured	measured	6-8	0.2	10000	120
0	3	measured	measured	6-8	0.2	10000	120
1	1	measured	measured	8-12	0.2	10000	45
2	3	measured	measured	8-12	0.2	10000	45
3	1	measured	measured	12-20	0.2	10000	120
4	3	measured	measured	12-20	0.2	10000	120
5	1	280.20	SSW uniform	---	0.4	5000	120
6	3	280.20	SSW uniform	---	0.4	5000	120
7	1	measured	measured	12-20	0.4	5000	120
8	3	measured	measured	12-20	0.4	5000	120
9	3	280.20	SSW curl	---	0.4	5000	120
10	3	280.20	SSW curl	---	0.4	5000	120
11	3	280.20	---	---	0.4	5000	120
12	3	280.20	---	---	0.4	5000	120
13	3	280.20	---	---	0.4	5000	120
14	3	280.20	NNE uniform	---	0.4	5000	120
15	3	80.20	NNE uniform	---	0.4	5000	120
16	3	10.20	NNE uniform	---	0.4	5000	120
17	3	measured	measured	8-12	var.	5000	45
18	3	measured	measured	12-21	var.	5000	120
19	3	measured	measured	8-21	var.	5000	45, 120
20	3	measured	measured	8-21	var.	5000	45, 120

July, 1981;  $f = 8.37 \times 10^{-5} (\text{s}^{-1})$ ,  $\rho_a = 1.2 \times 10^{-3} (\text{gm}/\text{cm}^3)$ ,  $C_D = 1.3 \times 10^{-3}$

の変化率から要求される流量を琵琶湖大橋断面から流入させて水収支を合せた。実際には琵琶湖大橋地点の流速および堅田水位から求まる実測流入量と調査期間の水収支から求まる推定流入量の差が平均的な意味で最小化される倍率（＝1.14）をかけた実測流入量の時系列を北端境界条件とした。従って、流出と流入は短期的に非平衡であるが調査期間を通じての水収支は保たれる。実測境界条件に基づく計算では瀬田川放流量がモデル最大流速（南端格子に現れる）を規定し、これにより時間ステップが決まるので、大放流時と小放流時に分け、初期条件を作成するための期間もあわせ、表2.1に示すように、全体を三期間に分けて計算した。

図2.5は堅田、比叡辻、烏丸半島、草津、矢橋、石山（県衛生センター）および西大津（水資源公団事務所）の7地点陸上風の時間変化である。加えて北小松、近江八幡、瀬田3地点風向・風速資料を収集し、湖上6測点（7月11～20日昼間のみ）を合わせると16測点の風資料が得られた。これに基づく風域分割、すなわち分布風の作成はつぎのようにした。風の観測点は16測点で、しかも、

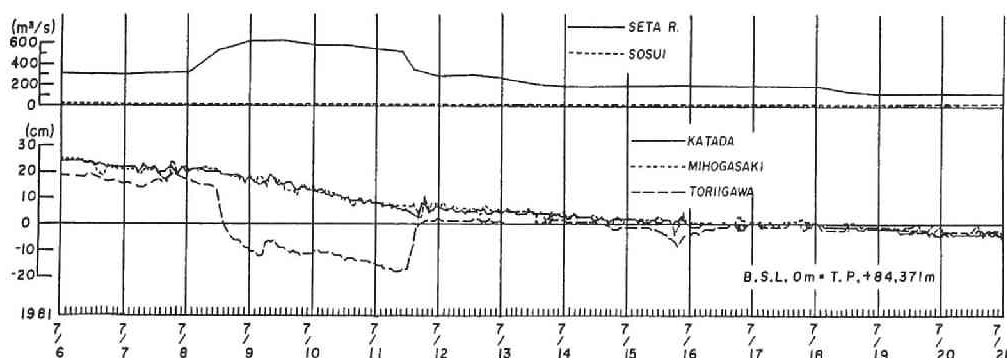


図2.4 調査期間の水位変化

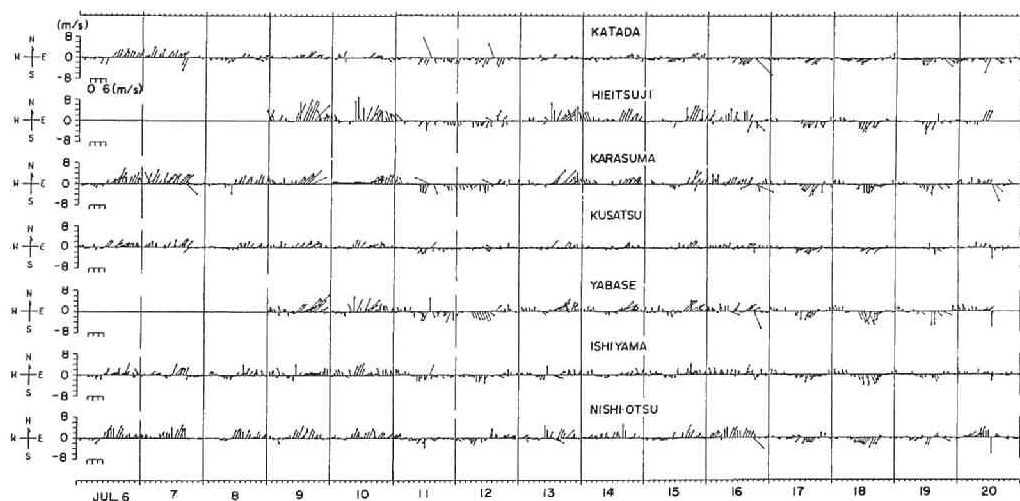


図2.5 陸上風ベクトルの時間変化

より重要な湖上風は昼間値に限られる。何らかの補間が必要であるが、測定個数が昼夜で異なり、また、部分的に欠測もあるので補間点に対する各測点の影響がその測点からの距離に反比例するという単純な補間方法を用いた。すなわち、補間点の風速のx成分についてはつぎようになる。

$$W_{xij} = \sum (W_{xi} / r_{ij}) / \sum (1 / r_{ij}) \quad (2.3)$$

ここに、 $W_{xi}$ は第*i*測点の風速x成分、 $r_{ij}$ は*i*測点と補間点（風域格子の*i*、*j*点）との距離である。 $\sum$ は通常  $i = 1, 16$  の和であるが、欠測時の測点はこの和に含めない。なお、静穏データの測点については  $W_{xi} = W_{yi} = 0$  として (2.3) の和に含める。風速y成分についても同様である。風域格子は  $1\text{ km} \times 1\text{ km}$  で16個の湖流格子を含むが、その中での風の変化は考えない。補間結果の一例を図2.6に示す。風域格子外の風測点是一部省略したが、実測値重視の補間になっている。10分毎に計算した補間風 ( $W_{xij}, W_{yij}$ ) とその空間平均値 ( $W_{xm}, W_{ym}$ ) はそれぞれ、分布風と一様風条件の実測湖流計算の境界条件として用いた。

### 2.2.3 3層計算と1層計算の比較

3層・1層モデルの計算結果を比較する。RUN5とRUN6とも与えた風はSSW 2m/sの一様風で、瀬田川・疏水放流量は、それぞれ  $280\text{ m}^3/\text{s}$  および  $20\text{ m}^3/\text{s}$  で一定とし、合計量を琵琶湖大橋断面から流入させて湖体積の保存を満たす。初期条件として RUN00、RUN0 の境界条件を上述一定値に切換え1日分計算をした。図2.7、図2.8は RUN5、RUN6 の1日後の流況である。なお、図中の“TIME=90000”は1981年7月の“9日00時00分”を表すが、単純化した条件の計算結果では単に初期条件の時刻+経過時間を表す。

図2.7では東部浅水域に反時計廻りの地形性環流が生じている。2次元1層モデルを用いた岩佐ら<sup>6)</sup>の計算条件と比べ放流量合計が3倍程度であるため南流が強く、環流としては小規模であるが発生位置等はよく対応する。なお、表2.1の  $v_0$  の値を1層計算にも準用したが、2次元1層計算で与えられる底面摩擦項のオーダーは保たれている。

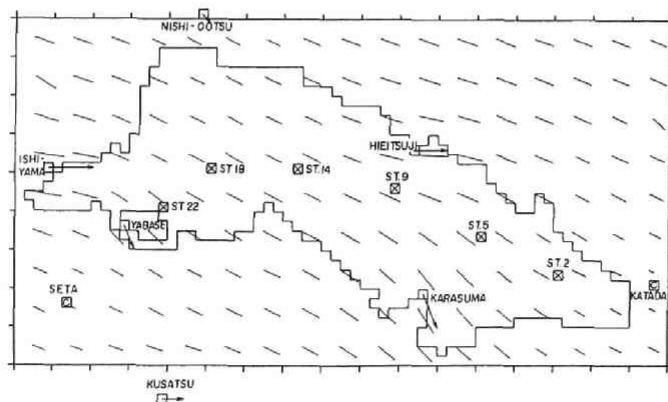


図2.6 風域格子に補間した風の例

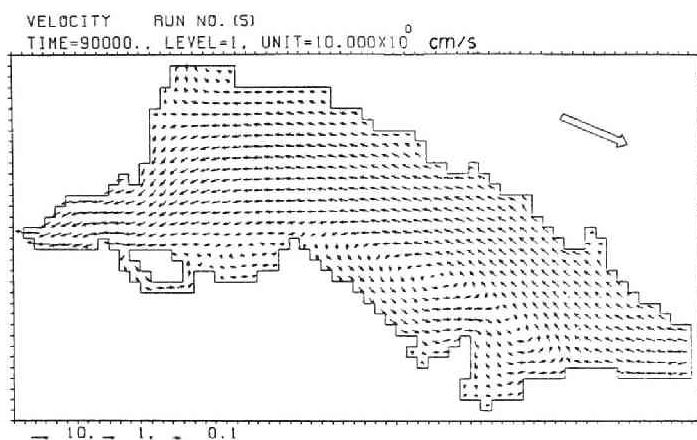


図 2. 7 RUN5の1日後の流況

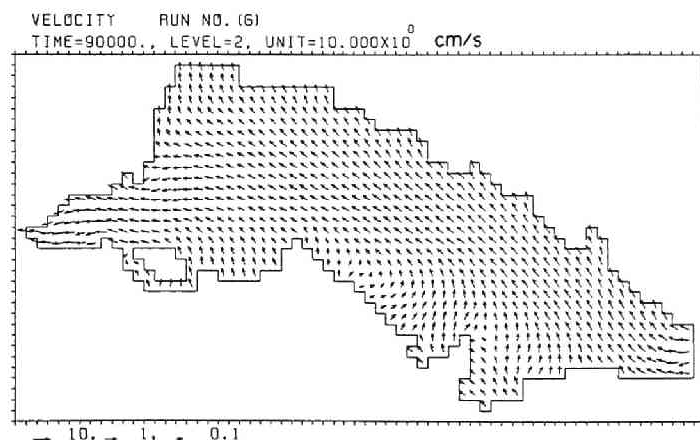
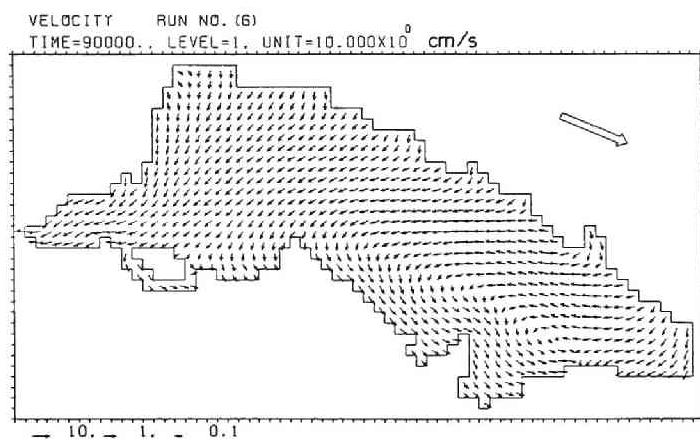


図 2. 8 RUN6の1日後の流況

一方、図2.8 (RUN6)では第1層に図2.7と似たパターンが認められるが、1層計算の場合ほど閉じてはみえず、第2層の流れと重ねてやや環流らしくなる。第1層東岸で岸向き、西岸で沖向き流れとなり、第2層でこれらは逆転する。すなわち、S風が吹くと東岸で下降流、西岸で上昇流が現れる。余越ら<sup>7)</sup>の記述によると、湖心を回転中心として風上、風下側から時計廻りにずれた位置で上昇流、下降流がそれぞれ生じるわけであるが、ここの結果も同様に解釈しうる。諏訪湖の場合、風上側の上昇流が底質の浮上である“すす水”の機構と考えられている。なお、諏訪湖の例では明瞭な環流は生じなかったようである。一方、岩佐ら<sup>8)</sup>による濁度拡散計算では、風向により変化する環流の捕捉作用で南湖の物質滞留特性が影響を受けることが明らかにされた。この計算で現れた環流はいずれの風向についても幅方向には単一である。村岡ら<sup>8)</sup>は同じ2次元1層モデルを有限要素法で解いたが、霞ヶ浦では両岸で風向に従う複数の環流が生じやすいようである。このように浅水湖の環流は湖の大きさや水深分布で異なるが、閉水域では重要な流れである。しかし、RUN6の結果でもわかるように3次元モデルでは水平循環流とともに鉛直循環流が生じる。後者は環流のような水平流の維持や減衰過程において重要な役割を果たすと考えられる。また、諏訪湖の例でいえば底質の輸送と直接係わるかも知れない。

#### 2.2.4 分布風による湖流計算

琵琶湖北湖のような深い湖における分布風の効果は遠藤<sup>9)</sup>により調べられている。その結果によると成層時、渦度風によって形成される環流は一樣風によるものに比べて流れが強く、減衰しにくいといわれる。南湖は水深が浅く成層もしにくいので北湖とは条件が異なるけれども類似の現象は予想される。湖流の減衰過程では $\tau_b$ は小さいと思われ、前章で述べたように自転が効果的になるであろう。その場合の減衰時間は数〜数10時間( $\approx \tau_s$ )と考えられるが、ここでは分布風が湖流の持続に及ぼす効果を調べるため単純化した条件で行った計算結果について述べる。

一樣風を与えた3層計算の結果(RUN6)と比較するため二種の分布風を考えた。南湖長軸方向のNNE-SSW軸方向に、ほぼ中央で東西に分け、各々に強さの異なるSSW風を与えた。RUN9では西側2.5m/s、東側1.5m/sとし、RUN10では東西の風強度を交換した。いずれも一樣風の場合と同じく空間平均風は2m/sである。表2.1のRUN0の結果を初期値とし、RUN6と同じ一定放流量(瀬田川280m<sup>3</sup>/s、疏水20m<sup>3</sup>/s)を与えた1日後の計算結果を図2.9に示す。いずれの結果も第1層では風域境界で流向が大きく変化し、特に、浅い東岸側で風速が大きなRUN10では東岸域の北流が著しく烏丸半島沖に反時計廻りの環流が生じる。一方、RUN9では風の分布が環流形成に負の効果をもたらし、第1層西岸での風と直交した東向き流れが特徴的で、西岸の上昇流が強調される。図2.8と図2.9を比べると一樣風の場合(RUN6)は両者の中間的なものになっている。

RUN6, 9, 10の結果を初期値とし風停止後の流れの減衰をみたのが、それぞれRUN11, 12, 13である。図2.10は風の停止から6時間後の第1層流況であり、RUN13は明瞭な環流が持続するが、一樣風停止後の環流(RUN11)は減衰し、もともと環流を生じないRUN12は単調な南流にもどっている。与えた分布風がかなり極端(2m/sの平常風強度で1m/sの風速差、風応力比で2.8)とはいえ、放流量が中程度以上である点も考えると、さほど非現実的な結果と思われえない。分布風と一樣風で湖流の減衰(例えば環流の持続)時間が日単位で変化し、分布風であるために実際の数10%の

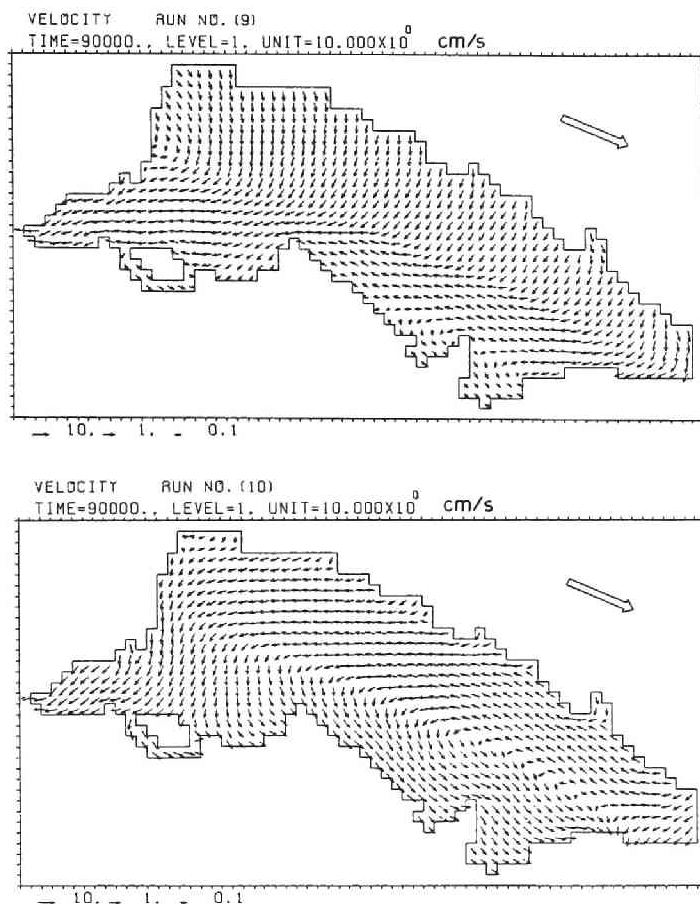


図2.9 単純化した分布風計算 (RUN9,10)

放流時のような強い環流が生じることも考えられ、その意味で分布風効果は重要といえよう。

分布風が湖流に影響することはわかったが、南湖程度の規模で風が分布するかどうかは不明であり、境界条件に用いた風向・風速資料から南湖周辺の風の基本的特性を調べる。図2.11(a)は先述16測点の30分毎の風資料から求めた風向別頻度分布である（湖上点のst.番号は図2.12参照）。比叡辻と烏丸半島の分布が類似し、基本分布形と見なしうる。この基本形には、SSWおよびNNEを中心とする極大があり、これらは調査期間に卓越した湖陸風方向で南湖長軸方向とも一致する。全般的に東岸で東寄り、西岸では西風が増加し、特に堅田の西風は著しい。湖上点でN風が卓越するように見えるのは湖上観測が昼間に限られたこと、陸上より5日遅れて（11日から）観測が開始され最初5日間のS風を捉えていないことによる。この影響を除去するため図2.11(b), (c)では基準測点で特定風向のときの条件付風向頻度分布を求めた。(b)図は烏丸半島でSW～SE風が吹く場合であり、図では北の測点から順に並べたが、st.5からst.18にかけてピークがSSWからSW



へ移り st. 22がこれに連なる。こうした南湖中央部の特徴は西大津でも認められる。一方、堅田ではS風が減少し、W風が著しく増加する。堅田とst. 5の間でst. 2が中間的特性を示し、草津と

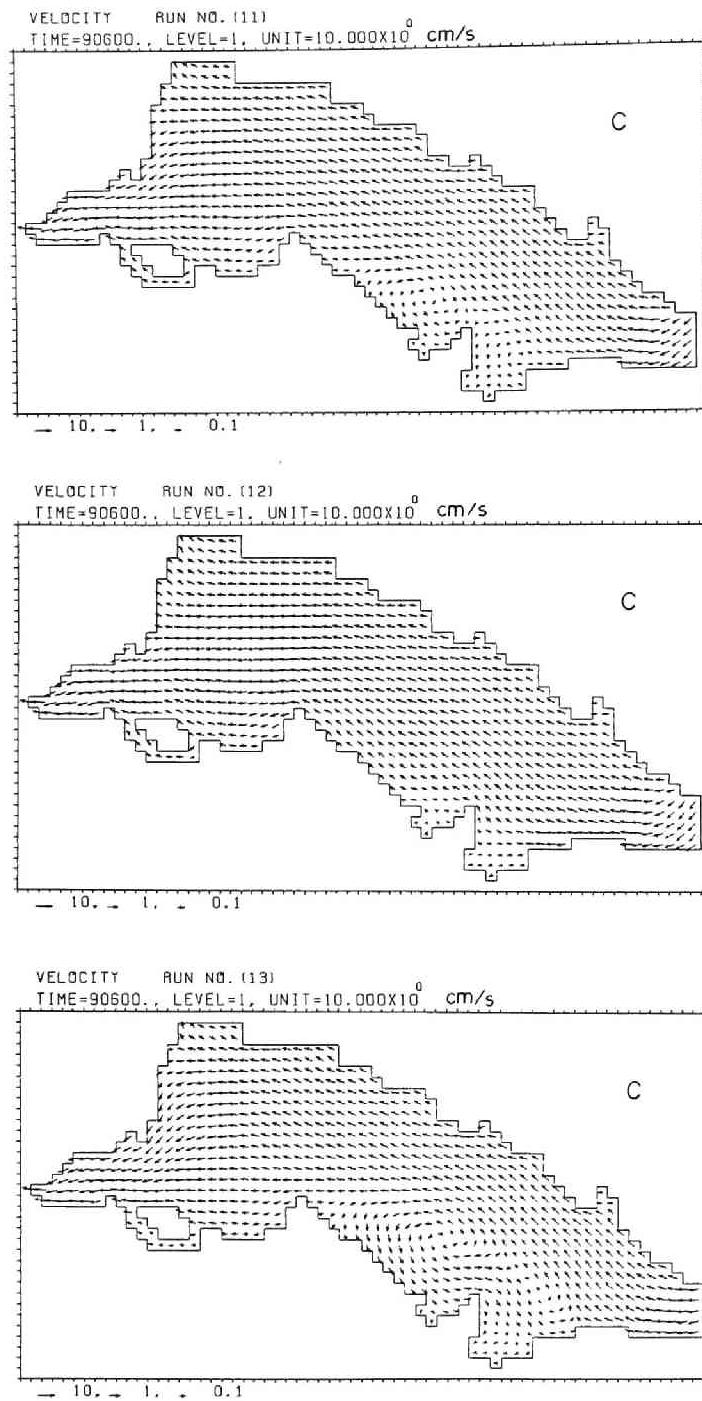


図 2. 10 一様風と分布風で生じた環流の減衰の比較 (RUN11, 12, 13)

瀬田、矢橋と石山にも共通点がある。(c)図は同じく烏丸半島でNW~NE風の場合である。st. 2~18の範囲で比較的相関がよい。堅田も大差はなくW風が減り、同じ西岸西大津と似た分布となることに注目される。また、草津と瀬田およびst. 22と矢橋、石山の分布に共通点がある。

以上の考察の結果、南湖周辺の風は空間的に一様でなく、わずかに分布することがわかった。定性的に南湖でよく現れる分布風は湖上で南寄りの風が吹くとき東西兩岸で湖心向きの風が吹くもので、これは北湖を中心とする陸風に南湖を中心とする陸風が重なったものとして指摘されている<sup>10)</sup>。特に、堅田はこの傾向が強いが、南部水域の風の特異性もかなり複雑である。

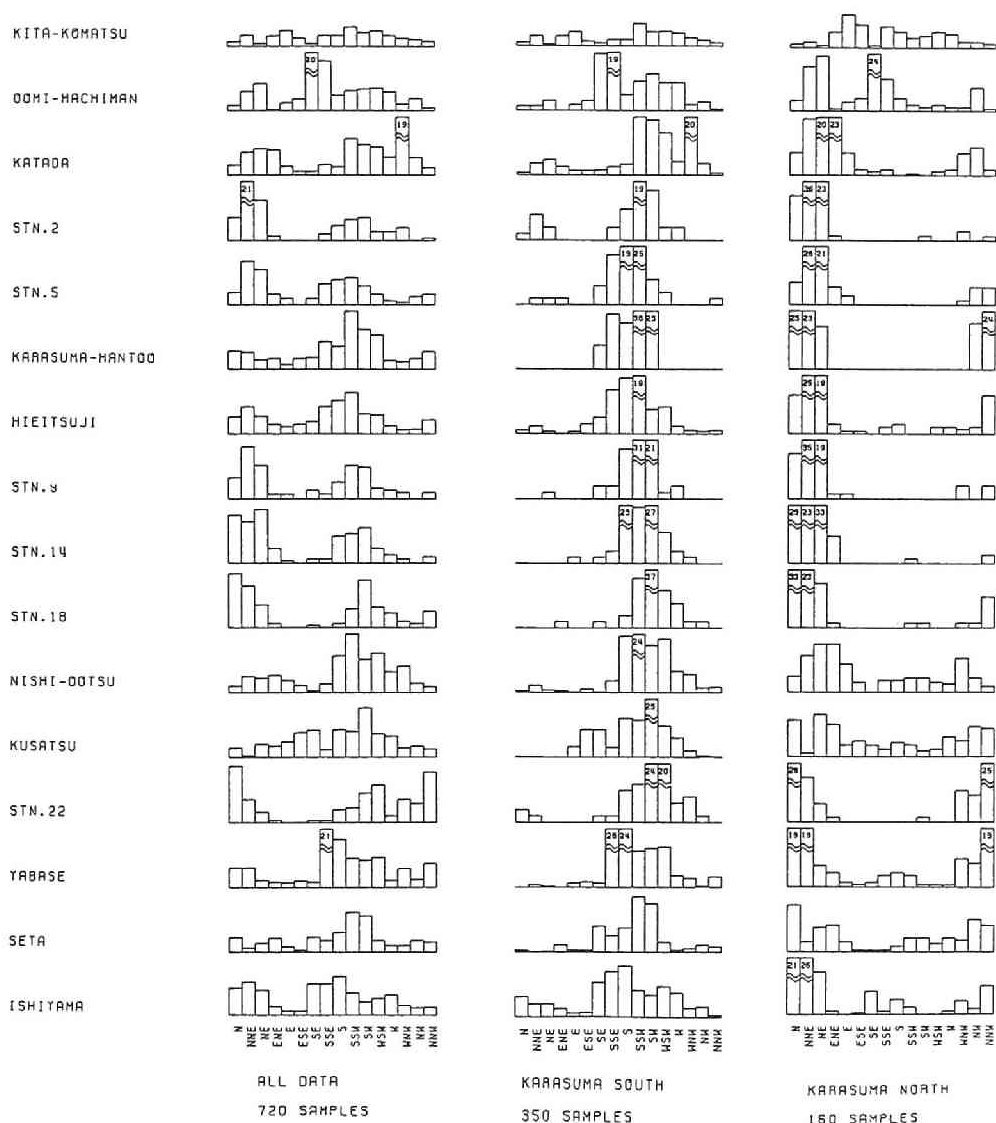


図 2.11 条件付風向頻度分布

### 2.2.5 湖流調査期間の計算

湖流調査時の境界条件を与えた計算結果から南湖湖流の実態を推定する。図2.12は計算格子に流速観測点を示し、S風時流況 (RUN00)と重ねて代表流系との位置関係を表した。大半の測点で水面下2 mの測流が行われたが、st. 12~14では2層で測流（下層は湖底上1 m）された。なお、st. 8、16、22では半水深位置に設置した超音波流速計による比較測定が行われた。

$u_0$ を小さく一定に保った4つのRUN (1~3, 1~7, 2~4, 2~8) の比較から、以下の知見を得た。浅水域では、S風時に北流となるのは1層計算および3層計算の第1層であって第2、3層では、第1層と逆流向が多く現れる。1層計算結果は3層計算に比べて流速・流向変化ともに小さく、また、 $u_0$ を大きくすると3層計算の流速を下げるが、1層計算の流速にはあまり影響しないようである。一方、深水域では、1層計算で安定な南流が持続し流速が放流量に規定されるのに対し、3層計算では風に対応した流速日変動を伴う。すなわち、恒流としての南流から西、北、東流を経て南流にもどる時計廻りのホドグラフを描く流向変化が現れ、これは $u_0$ を小さく保ったことで自転効果が強く現れ過ぎた結果と考えられる。

先述したように $u_0=0.4\text{cm}^2/\text{s}$ 程度の値は1 m/s以下の弱風時の評価であり、強風時に系統的な不一致が予想される。確認のため超音波流速計と比較するが、超音波流速計は半水深位置の測定であり、3層計算、第2層の結果と実測値を比較する。図2.13は st. 8 の 7月10~20日における流速絶対値の比較である。7月13、14、15日夜半の計算値のピークはいずれも強いS風時のもので、これらの期間以外では両者の合致はよい。結局、数値解の改善のためには強風時に $u_0$ を大きくし、弱風時に小さくするという操作を行えばよい。

風速に応じて $u_0$ を変えた定常解は余越ら<sup>7)</sup>も示したが、非定常な風の境界条件下では試されていない。ここでは、彼らの式と数値的にも対応のよい(2.2)式を用いる。簡単のため風速と $u_0$ の

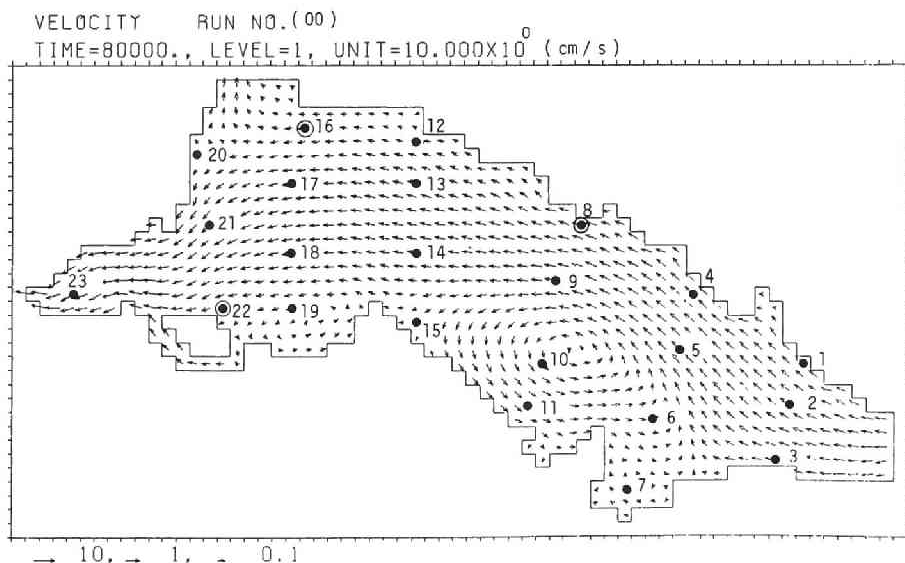


図 2.12 流速観測点

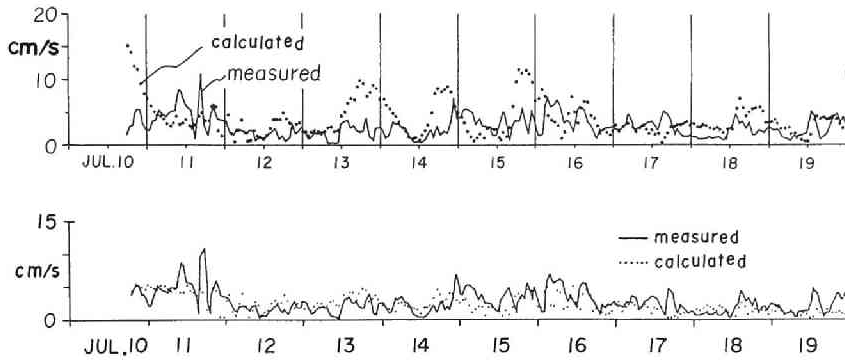


図 2.13 流速絶対値の比較 (a) RUN 2~8 (b) RUN17~18

時間遅れがないとし、水深に対する依存は省略し、空間平均値として  $h_m = 400\text{cm}$  を用いると

$$\nu_v = 8 \times 10^{-3} W \quad (2.4)$$

のように風速  $W(\text{cm/s})$  で変化する。ただし、無風時も恒流により RUN2~8 の値は保たれるとし、

$$\nu_v = 0.4 (\text{cm}^2/\text{s})、W \leq 50 (\text{cm/s})$$

とする。さらに、底面条件等が RUN2~8 の結果と大きく変化しないよう  $\nu_v$  の鉛直分布も考慮する。結局、 $\nu_v$  の修正はつぎの形とした。

$$\nu_v(k) = \max (\nu_{v0}(k), 0.008W/k) \quad (2.5)$$

ここに、 $\nu_{v0}(k)$  は入力し保存する基準の渦動粘性係数である。(k) は第  $k$  層と第  $k+1$  層の間で定義する量を示すが、2 層分割格子では  $k=2=k=3$  として用いる。すなわち、底面条件は  $k=3$  で統一する。この点を修正し RUN2~8 に対応する計算を行ったのが RUN17~18 である。なお、 $\nu_{v0}(k)$  は  $k$  によらず  $0.4\text{cm}^2/\text{s}$  とした。図 2.13(b) は st. 8 の超音波流速計による実測値と計算値の比較である。強風時における計算値の過大評価はなくなり、実測値との対応が得られた。

(2.4) 式では省略した局所水深に対する依存を考慮し、(2.2) を用いて行った計算が RUN19、20 である。前者は分布風、後者は一様風条件であり、これらの RUN で (2.5) 式に相当するのは

$$\nu_v(k) = \max (\nu_{v0}(k), 2 \times 10^{-5} W h / k) \quad (2.6)$$

であり、 $\nu_{v0}(k)$  は  $0.4\text{cm}^2/\text{s}$  で一定とした。RUN17~18, 19, 20 の条件を整理すると、

$$\nu_v \propto h_m, W(x, y) \quad \text{RUN17~18} \quad (2.7)$$

$$\nu_v \propto h(x, y), W(x, y) \quad \text{RUN19} \quad (2.8)$$

$$\nu_v \propto h(x, y), W_m \quad \text{RUN20} \quad (2.9)$$

のように異なる。ここに、添字  $m$  は空間平均値を示し、 $h_m = 400\text{cm}$ 、 $W_m$  は風速絶対値である。

(2.7)～(2.9)よりRUN19を基本ケースとみるのが適当であろう。 RUN17～18の平面流況はRUN19と大差なく、以後はRUN19, 20の比較を中心に述べる。図2. 14は東部浅水域 st. 10と2層測流されたst. 14および放流効果を強く受けるst. 23における観測値とRUN19, 20の流速・流向時系列の比較である。流向は0°が北、90°が東向き流れを示す。流速を過大評価するベルゲン流速計の特性のため計算値の差以上に観測・計算値の開きが大きい。しかし、(a) 流心（深水）部の表層におけるS風時の短期の北流、(b) 浅水部表層でのS風時の長期の北流、(c) 2層測流点における全般的な流向の一致、(d) 放流が支配的な測点での全般的な流速値の一致などの特徴は再現されている。

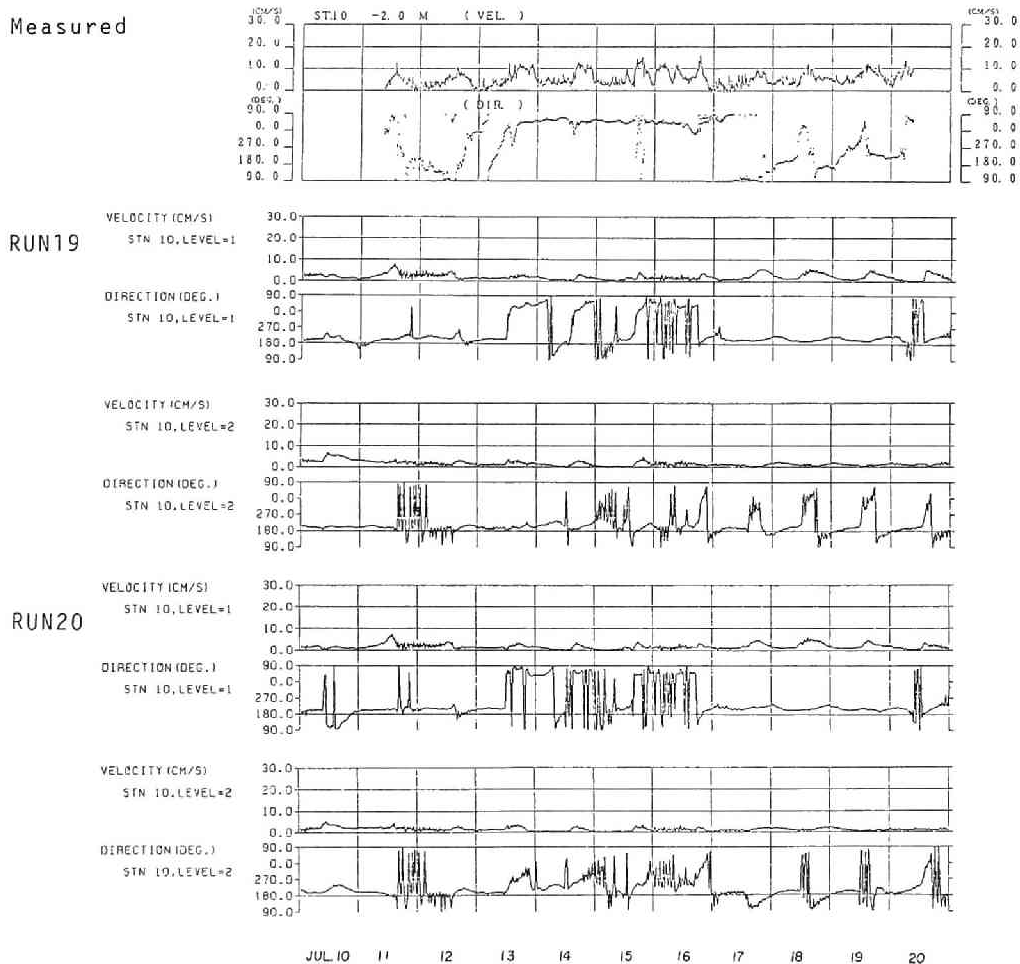
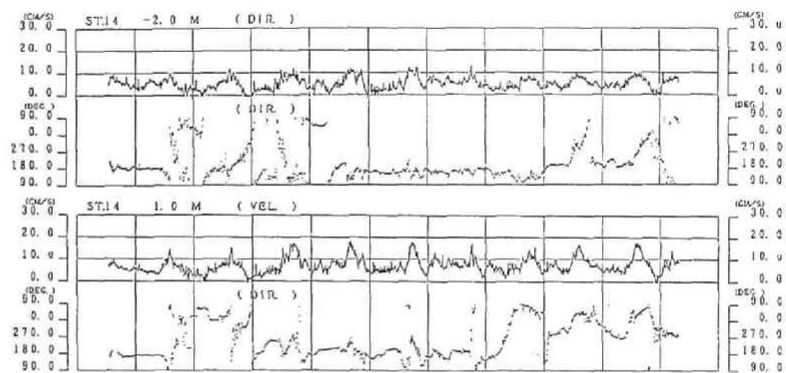
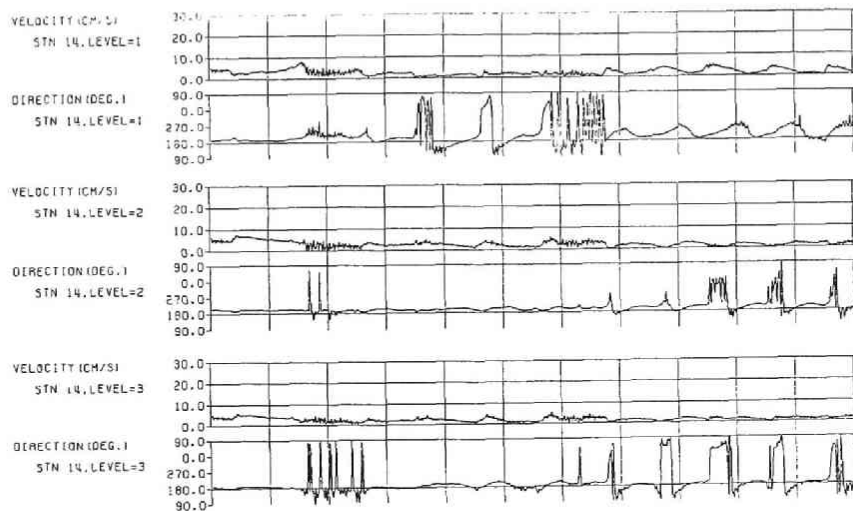


図2. 14(a) 流速の観測値と計算値 (RUN19, 20) 時系列の比較 (st. 10)

Measured



RUN19



RUN20

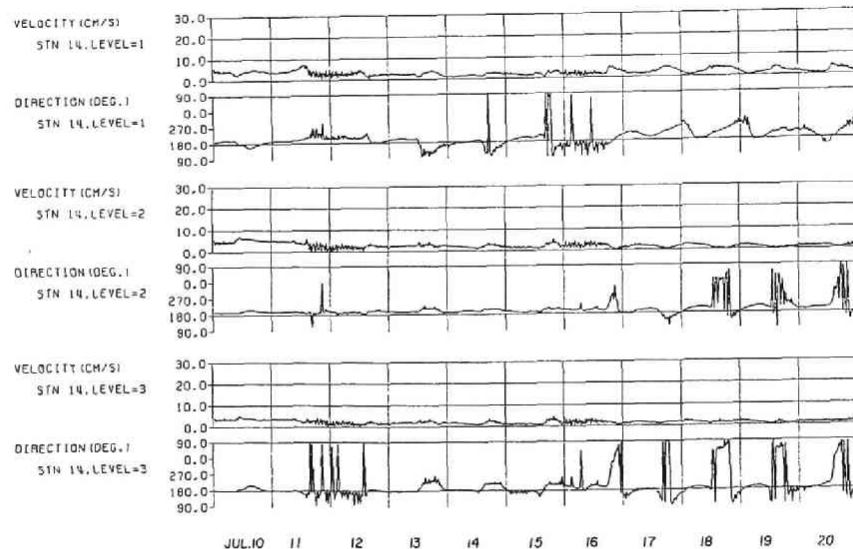
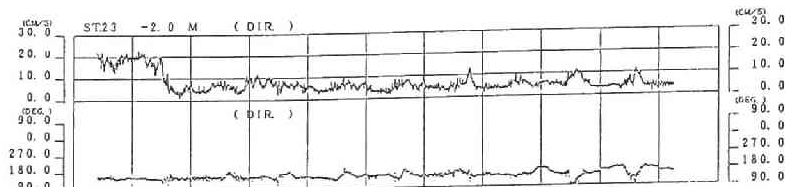
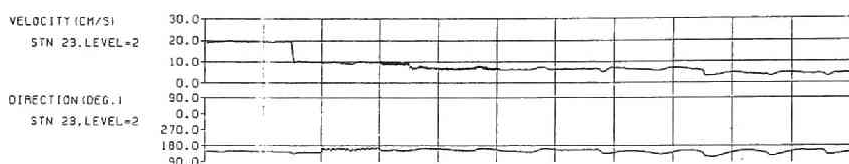
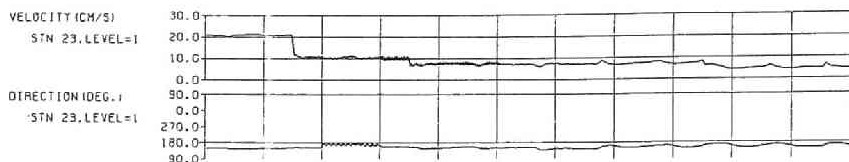


図2.14(b) 流速の観測値と計算値 (RUN19,20) 時系列の比較 (st.14)

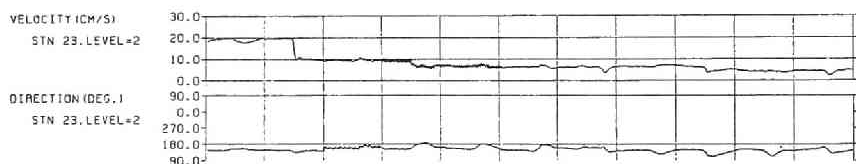
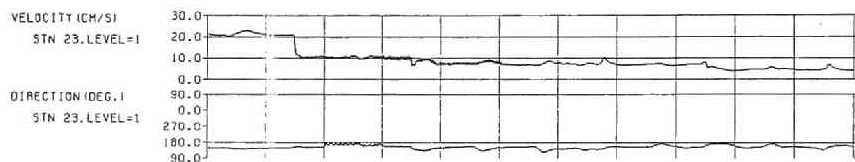
Measured



RUN19



RUN20



JUL.10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20

図2.14(c) 流速の観測値と計算値 (RUN19,20) 時系列の比較 (st. 23)

## 2.2.6 代表的な湖流パターン

RUN17~18で計算値の時系列が実測のそれに近づいてきたと思われたので RUN19, 20では三次元流況を詳細に出力した。各々の流速場から流れの指標を計算したが、湖流運動エネルギーは計算が容易で、しかも流況判定に有用とわかった。南湖を草津川的位置 (1=26,27の中間の東西線) で北部・南部水域に分割する。前者は風の効果が卓越する水域、後者は放流の効果が比較的強く現れる水域である。図2.15(a)、(b)は、それぞれ北部・南部水域における各層運動エネルギー和であり、実線は分布風 (RUN19)、点線は一樣風 (RUN20) の結果である。第1層で流速×成分が正 (北向き) となる格子での総和 (北流エネルギー) も示す。第2,3層の北流エネルギーも計算したが、これらは通常小さいので省略した。最上段に二乗風速、最下段には瀬田川放流量も示す。

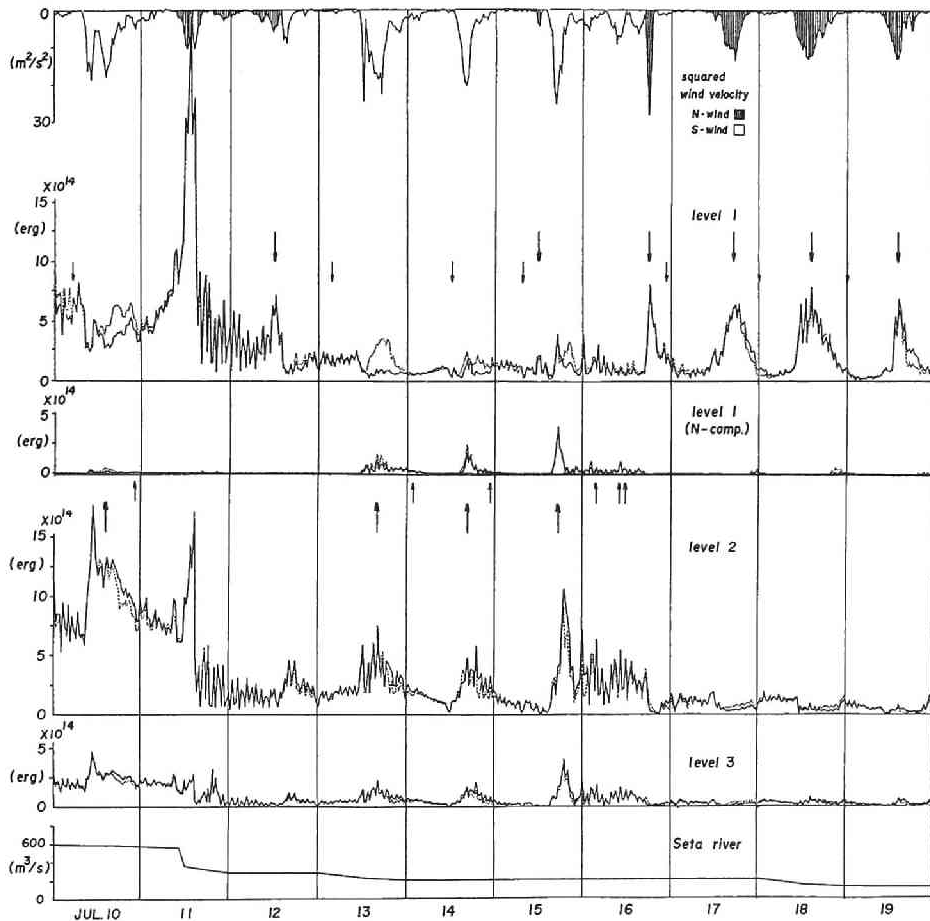


図 2.15(a) 各層の運動エネルギー（北部水域）

矢印は上から N 風時の鉛直循環、自転性二次流（下向き矢印）および S 風時の地形性環流、鉛直循環（上向き矢印）の顕著な時点を示す。

北部水域の図(a)から放流量でエネルギー下限が決まり、放流量が  $600 \text{ m}^3/\text{s}$  から  $300 \text{ m}^3/\text{s}$  に減じた直後の 11 日正午頃に第 1、2 層の際だったピークがあること、10、13 日に第 1 層で RUN19 と RUN20 の結果が異なることがわかる。一方、図(b)ではエネルギーが放流量に支配され、S 風時に分布風と一様風の結果が異なることに気づかれる。流量激減に伴うエネルギーピークが南部水域に現れていないが、出力間隔 30 分としたため擾乱が南部水域を通過したのではないと思われる。

長軸方向の各風向に対応する流況は風の影響が卓越する北部水域で顕著であるが、各層の湖流エネルギー変化はつぎのようになっている。すなわち、S 風時に表層の流れが押しとどめられる形で第 1 層のエネルギーが減少し、このとき一定の放流条件を保つため第 2、3 層のエネルギーが増大する。これらの層では S 風時の北流エネルギーがゼロとみなせ、すべて南流と考えてよい。



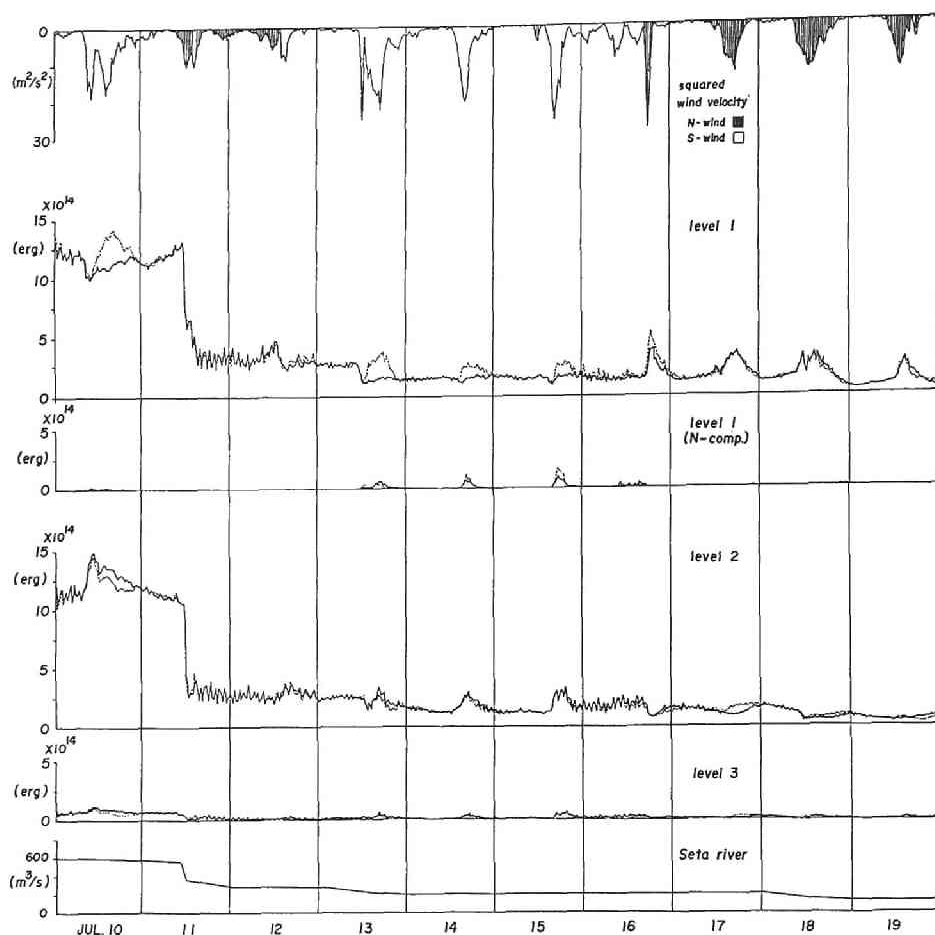


図 2.15(b) 各層の運動エネルギー（南部水域）

逆にN風時は第1層のエネルギーが増大し第2、3層のそれは減少する（下層の北流エネルギーが若干生じる）。南部水域でも同じ傾向は認められるが、エネルギーは主に放流量に規定されるといえる。以上から、これらの図には、風向により向きが変わる長軸方向の鉛直循環が明瞭な形で現れることがわかる。

つぎに第1層の北流エネルギーに着目してS風時の流況を考察する。顕著なS風は10日、13～16日に吹き、うち、大放流時の10日と直前にN風の吹いていた16日は特殊であるが、他の3回は無風時の恒流のみの状態から風が吹き始めたと考えてよい。例として放流量が $200\text{ m}^3/\text{s}$ 程度の14日の流況（RUN19）を図2.16に示す。強風時大半の水域で北流となり、風が弱まると深い部分が南流にもどり結果的に環流を生じる。定常解では鉛直・水平循環流の発生順序は考慮されないが、非定常計算結果は強風時に、まず長軸方向の鉛直循環が卓越し（北流エネルギー極大値の縦距は全エネルギーのそれとほぼ等しい）、その後環流が持続する。このときに北流エネルギーが減少

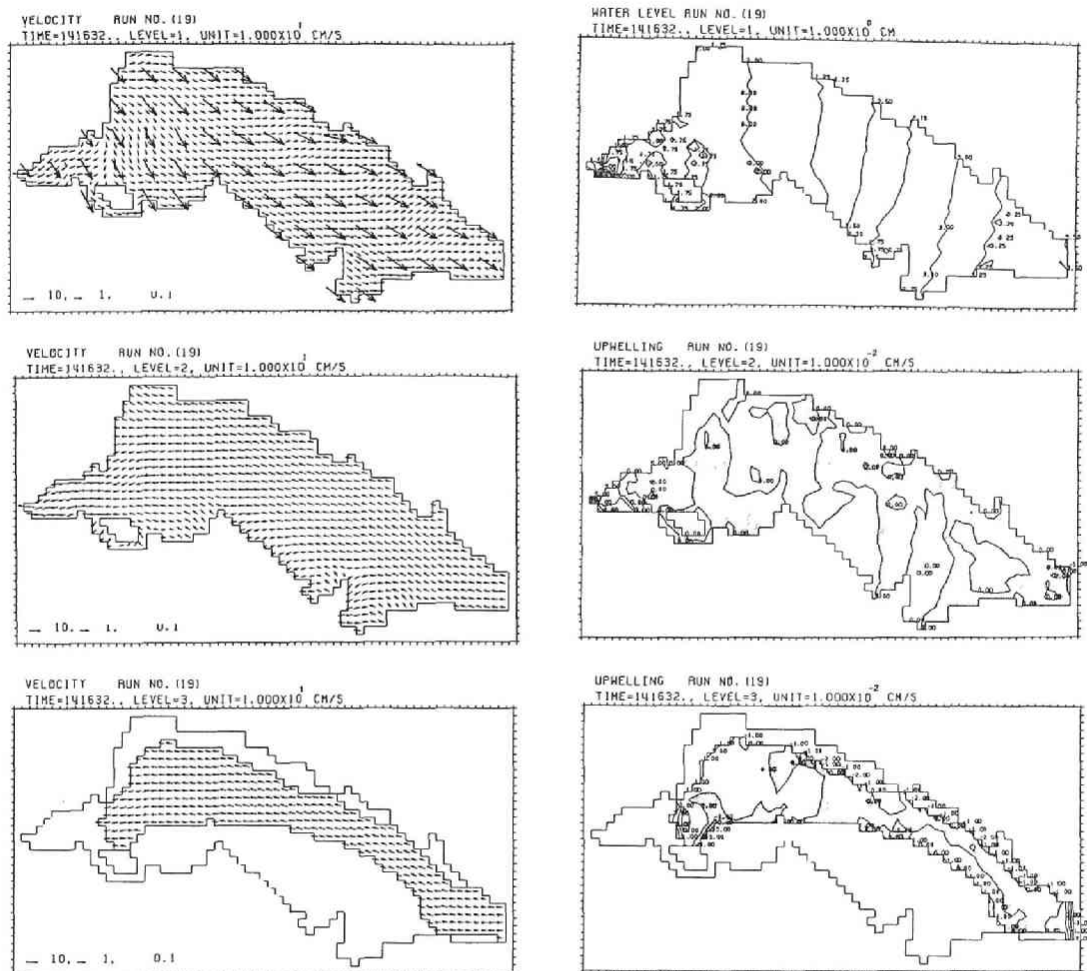


図2.16 S風時の流況 (RUN19)

するのは、北流格子数の減少による。なお、強風時の鉛直循環として風上岸で上昇流、風下岸で下降流（図では着色）がみられるが、東岸地形を反映し複雑な鉛直流の場になっている。

一方、図2.15でみると強いN風は16、17、18および19日に吹いているが、16日のN風は突発的で、それ以前の流れが残り、しかも北西の風であるため代表的でない。これに対し17～19日のN風時には膳所から浜大津にかけて南岸から西岸に続く帯状の下降流域が顕著に現れる。この流況では少なくとも第3層に北流を生じ全体的に吹寄せに伴う鉛直循環が形成されているが、Ekman層の偏向はまだ生じていないと思われる。図2.17にはN風時の例として18日の流況を示す (RUN19)。なお、計算を通じ気づかれたことはN風時に地形性環流が生じにくく、図2.18に示すような下層で東向き二次流が形成されることである。

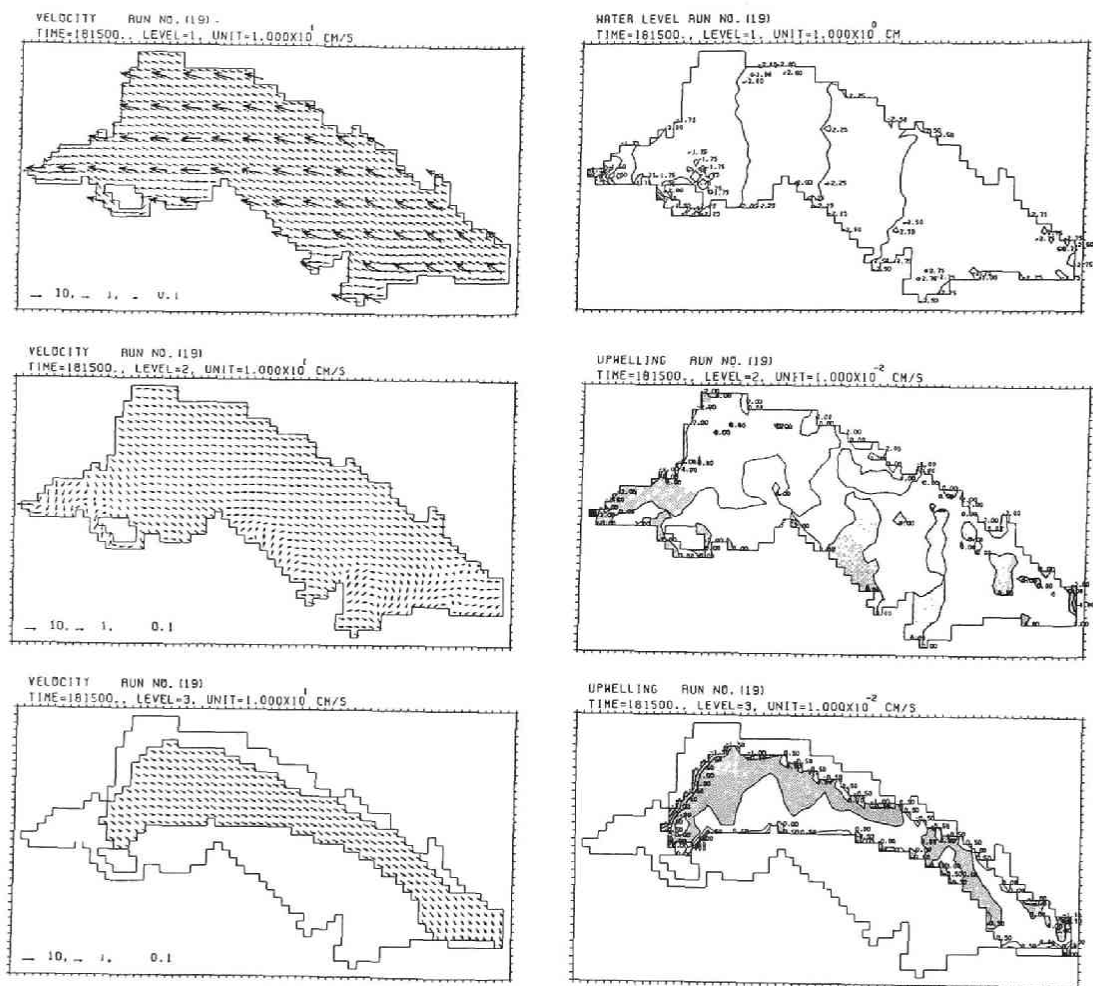


図2.17 N風時の流況 (RUN19)

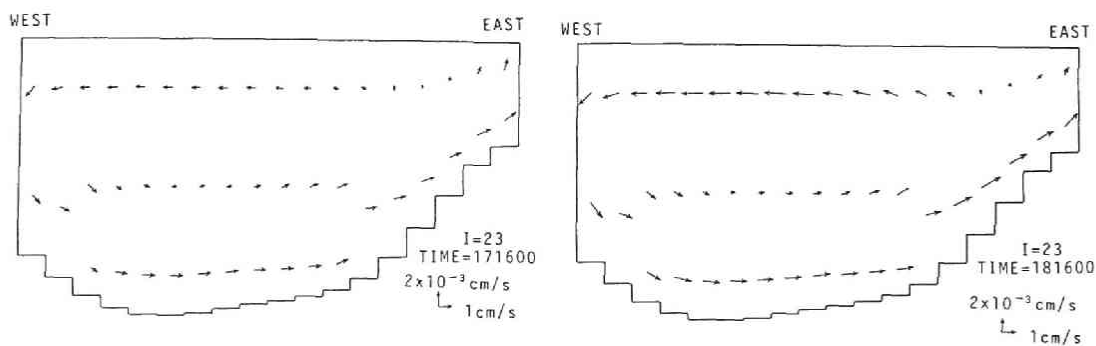


図2.18 N風時に形成される二次流 (RUN19、I=23)

図2.15によるといくつかの風について分布風（RUN19）と一様風（RUN20）の差が認められる。分布風と一様風のエネルギーに差が生じる場所はS風時が多く、また南部水域でその差が明瞭なことを考えるとS風時に風の分布を生じやすいという2.2.4の結果で説明できそうである。しかし、エネルギーの差を生じた10、13、14、15日のS風および16日の突発的N風がすべて4 m/s以上の強風であり、風の渦度も大きかったとすれば風向の差は重要でないかも知れない。比較のために図2.16に相当する一様風の結果を図2.19に示す。RUN20では西岸に沿う明瞭な上昇流域が現れ二次流の形態が変化し強められている。そして、この二次流が層間のエネルギー輸送に寄与している可能性がある。一つの特徴はRUN20の方がより自転の効いた流れに見えることであり、RUN6の流況とも共通点が認められるが、鉛直流パターンが変化する理由は本項の最後で若干考察する。しかしながら、そうした分布風が発生し、第1層のエネルギーに数割の差をもたらすこと、

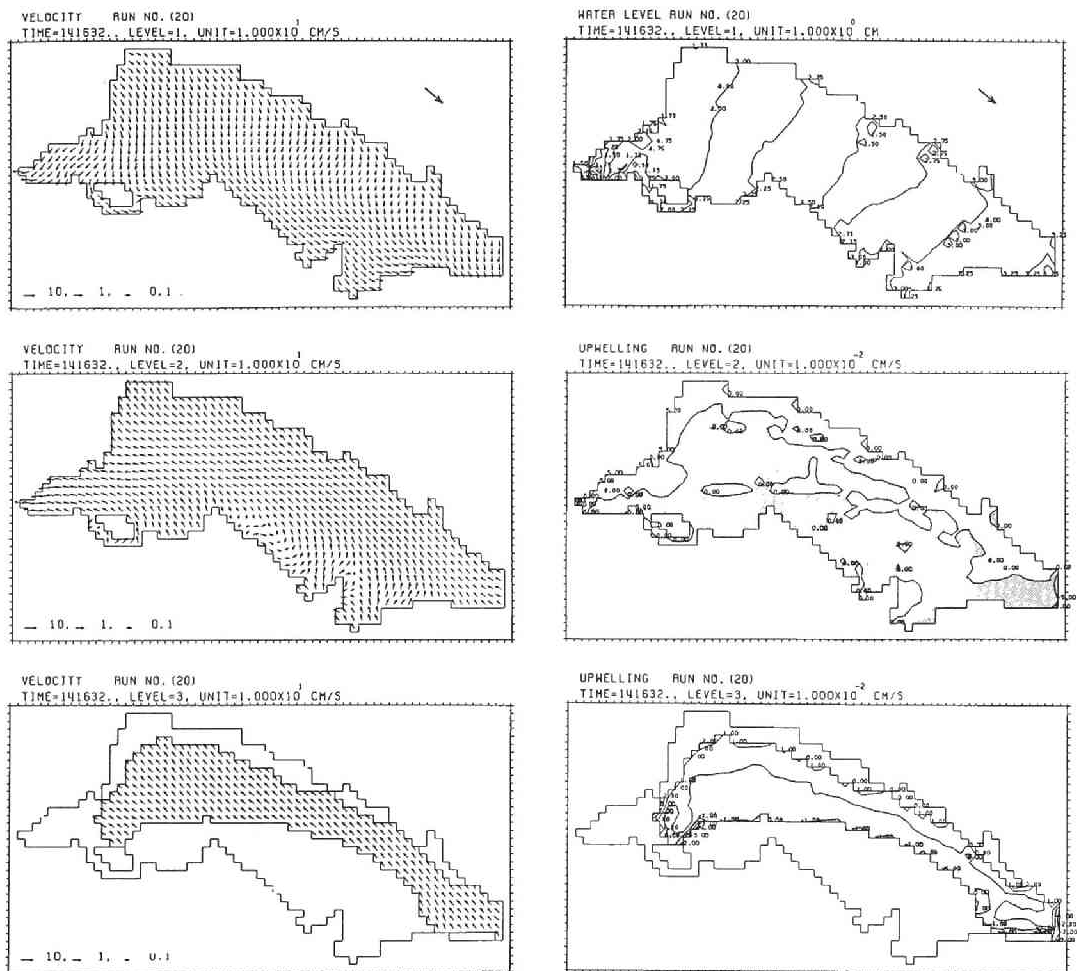
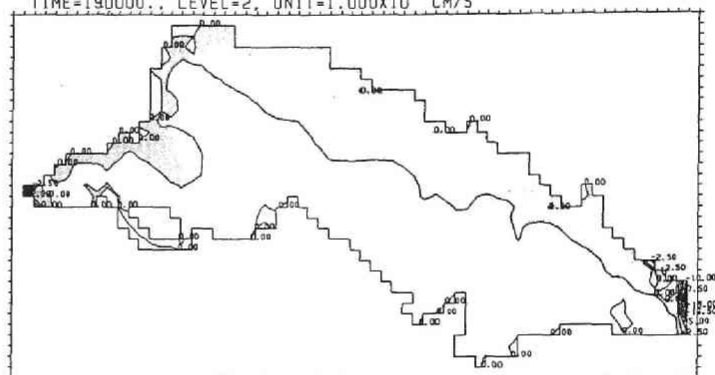
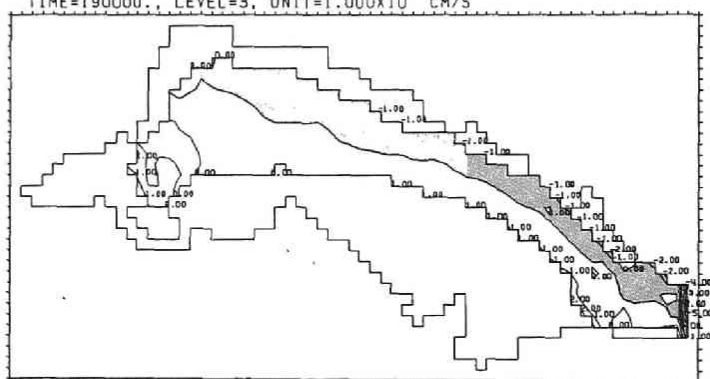


図2.19 S風時の流況（RUN20、一様風）

UPWELLING RUN NO. (19)  
TIME=190000., LEVEL=2, UNIT= $1.000 \times 10^{-2}$  CM/S

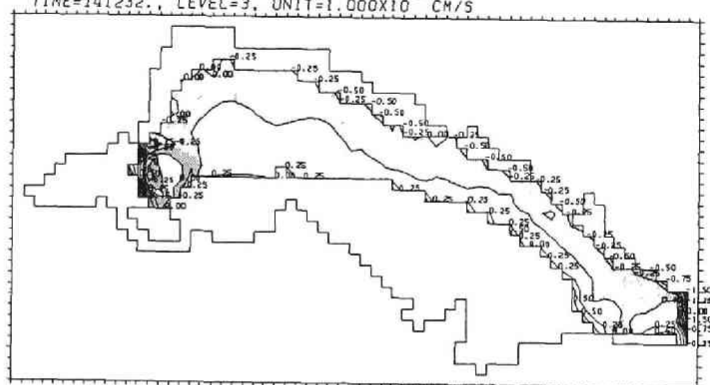


UPWELLING RUN NO. (19)  
TIME=190000., LEVEL=3, UNIT= $1.000 \times 10^{-2}$  CM/S



(a)

UPWELLING RUN NO. (19)  
TIME=141232., LEVEL=3, UNIT= $1.000 \times 10^{-2}$  CM/S



(b)

図 2.20 鉛直流パターン (西岸下降流域が明瞭)

(a) N風時、(b) 静穏時

エネルギーの差は数時間すなわち、風の吹送時間程度は持続しうることが明らかとなった。

図2.15でわかるように瀬田川放流量は南部水域のみならず北部水域の湖流エネルギーの大きさも規定し、事実、烏丸半島沖の環流の発生は放流量の大きい場合は抑えられる。北部水域の北流エネルギーは環流の発生と対応し、放流量が最大の10日のS風時にはこの量は微小である。3層モデルの環流は1層モデルに比べて弱く鉛直循環流と共存する。すなわちS風吹初めに第1層の南流エネルギーが減ると、一定放流量を満たすように第2、3層の南流エネルギーが増加するが、これは環流の形成後も持続する。ただし、この鉛直循環は分布風条件では二次流化しにくいことは先に述べた通りである。

一方、N風時には図2.18に示した回転方向の二次流が安定して現れ、風停止後も数時間程度は持続し、16～19日のN風では4～8時間で図2.20(a)のような鉛直流の場合（西岸の下降流域が明瞭）

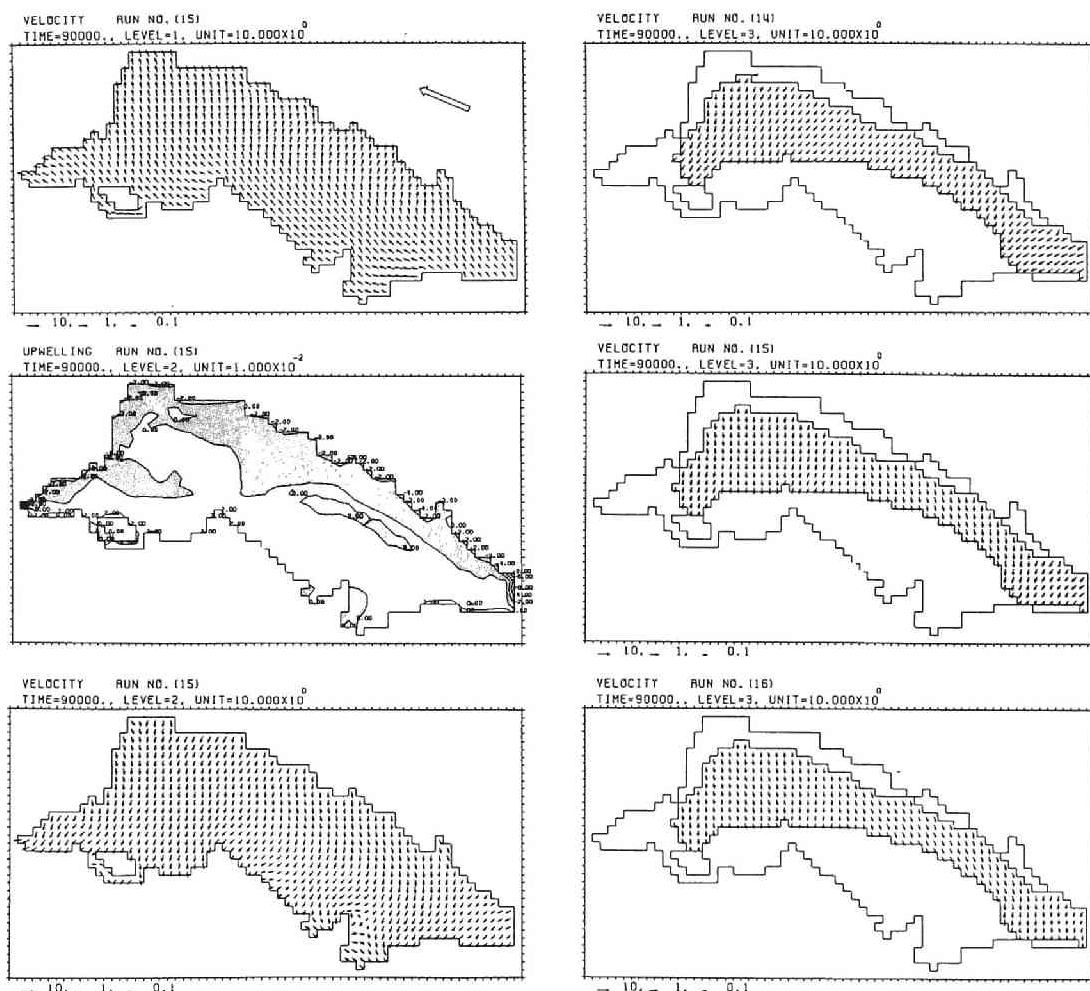


図2.21 放流量による流況の変化（N風時）

が形成され、これはN風後の静穏時に共通の特徴的なものである。また、静穏時（恒流場）には第2層以下に図2.20(b)のような類似の鉛直流の場を形成し、N風時の流況が恒流と共存しやすいことを示している。二次流が放流量にも影響されるとし、単純化した条件の計算を行った。NNE 2 m/sの一様風で、瀬田川放流量は $280\text{ m}^3/\text{s}$  (RUN14)、 $80\text{ m}^3/\text{s}$  (RUN15)および $10\text{ m}^3/\text{s}$  (RUN16)に固定した。他の条件は表2.1に示す。図2.21は各RUNの1日後の下層流況である。風と放流量を固定して24時間計算したので自転の効いた流れとなる。第1層は風下をみて右手側に偏向し、その偏向角が大きくなると、第2、3層の流向は次第に南から東にずれ、放流量が減少するほど二次流の相対強度が大きくなる。このような二次流は微弱とはいえ出現頻度が高く、長期の物質循環を考える上で重要であろう。特に、N風時は吹寄せに伴う下層の北流状態から二次流が発達し、渦動粘性係数の減少も作用して顕著になる。

一方、図2.22は傾斜底に発達する吹送流横断流速分布に関する非回転系の実験結果<sup>11)</sup>であり、風下に向かう通過流量を与えた順風条件 (Run 6)では鉛直循環が卓越するが、逆風条件 (Run 5)では二次流の影響とみられる等流速線の歪みが存在する。なお、流量を与えない場合 (Run 7)は中間的形態となっている。水深を小さくして側壁の影響を減じた逆風条件の実験結果では主流の歪みがさらに明確に現れている。こうした地形性二次流は（風に対して）低速あるいは逆流部を浅水側へ吸上げ、吹送流として加速するような回転方向をもつ。南湖を東岸が浅い地形に単純化して考えれば、N風時には地形と自転の二次流は同じ回転方向、S風時には逆向きとなる。

この知見に基づき、風向による南湖の流況を推定したのが表2.2である。横断方向の運動量交換が抑制されるS風時には地形性環流が発達し、N風時に長軸方向の鉛直循環および二次流が卓越する状況が説明される。ただし、分布風の効果の項目については2種の二次流の相対関係が微妙であり、わずかな条件の相違で回転方向が変化するという点でS風時にその影響が大きいという意味である。さらに、鉛直渦動粘性係数の大小は鉛直循環の強弱から判断した。

### 2.2.7 湖流解析の問題点

湖流解析の問題点は大きく3つとなる。第1はモデル自身の問題であり、これにはレアモデル、レベルモデル、連続モデルによる鉛直方向離散化法、差分有限要素法かという水平格子設定法、エクスプリシットかインプリシットかによる時間積分法による解法上分類がよく行われる<sup>12)</sup>。しかし、本来いずれの方法でも同じ解を得るのが理想であり、ここでの問題は方程式系を閉じる方法に関するものである。流速・水位の従属変数以外で未知であるのは鉛直・水平渦動粘性係数であり、これらをどのように与えるかが重要である。前者は風応力や底面摩擦と関連し、後者は現段階で考察は難しい。湖流がone-equation系で十分表現されるなら、これまで用いられてきた解法に意味づけがなされる。

第2はモデル入力に関する問題である。風は湖周辺の陸地地形の影響を受け、それ自体が湖流と同様に解かれるべき未知変数であるが、これは測定量として扱う。大半の測候所は陸上にあって測定高さが異なる。日平均風速が5 m/sを超えるのは頻繁に起こることではなく、現実の湖における卓越風はそれほど強くなく、そうした状況では風の測定高度差は無視し得る問題でない。また、計算では10分毎に風の条件を与えたが、この時間間隔にも検討の余地がある。

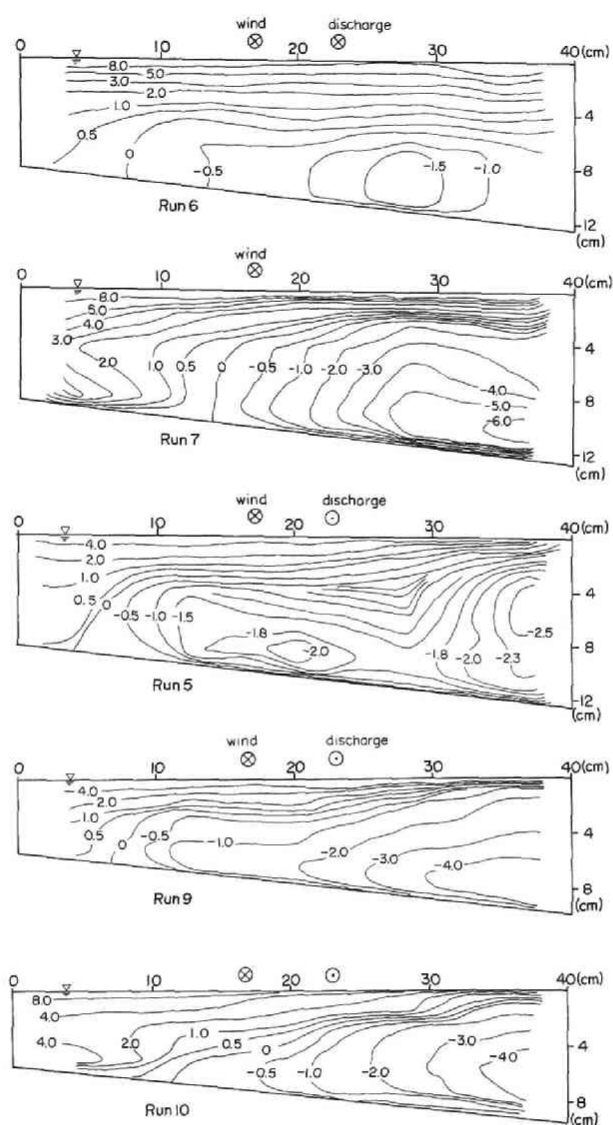


図2.22 傾斜面における吹送流の横断流速分布 (数値はcm/s)

表2.2 風向による南湖の流況

風向	鉛直循環	二次流 (地形性) (自転性)		水平粘性	水平循環	分布風効果	鉛直粘性
S風	弱	+	-	小	強	大	大
N風	強	+	+	大	弱	小	小



第3は検証に用いる湖流観測値すなわちモデル出力のフィードバックの問題である。モデルが現象予測に用いるか否かは観測との比較で確認できる。計算値と観測値の差は計算パラメータで調節可能であるが、観測誤差が大きいと、この検証自体が意味を失う。困難であるのは湖流の流速が小さく流速計の測定可能範囲に達しないことが多い点である。また、浅水域での係留法は短周期表面波の影響を強くうけ、同じ理由で船上からの自垂式観測も困難である。

上記の問題点はいずれもモデルとその境界条件の改善に対して等しく重要であり、以下の各節で検討するが、本節の湖流解析結果を位置づけておくため、用いた境界条件や鉛直渦動粘性係数についてまとめてみる。解析では、風の抗力係数

$$C_D = (u_{*s}/W)^2 = (\rho/\rho_a)(u_*/W)^2 \quad (2.10)$$

が0.0013で一定としたので、風速と水面摩擦速度は

$$W \approx (0.0013/840)^{-1/2} u_* = 800 u_* \quad (2.11)$$

で換算され、(2.2)式は

$$\nu_{vm} = 0.016 u_* h \quad (2.12)$$

と書ける。これは村岡ら<sup>8)</sup>の評価した

$$\nu_{vm} = 0.043 u_* h \quad (2.13)$$

の1/3～1/2程度である。この $\nu_{vm}$ の範囲では、鉛直 Ekman数が

$$E_v = (0.016 \sim 0.043) u_* / f h \quad (2.14)$$

と書けるが、1～3節の実験結果より限界的な Ekman数を $10^{-2}$ とすると

$$u_* = 10^{-4} h \quad (\text{cm/s}) \quad (2.15)$$

を得る。従って、鉛直平均の $\nu_{vm}$ を用いる場合は自転効果は1 m/s以下の風でしか重要でない。すなわち、 $\nu_v$ が $z$ によらない場合の放物線の流速分布に関しては、そう結論できる。村岡ら<sup>8)</sup>は高風速時に自転効果が重要ではないとし、低風速時を含む余越ら<sup>7)</sup>の解析では明瞭なスパイラル構造が計算された。第1章で述べたように南湖吹送流は自転効果が重要になる遷移領域に属し、望ましいモデルは回転・非回転系を正しく扱えるものでなければならない。結局、 $\nu_v$ または鉛直 Ekman 数の範囲を知る必要がある。

いずれにせよ、2ないし3層分割程度の計算では、水面近くで大きい吹送流の速度勾配を表しえない。その点で連続分布モデル<sup>13)～15)</sup>が望ましいが、基礎となる流速分布は現時点で、Ekman スパイラルにとることが多く、非回転極限は $\nu_v$ が一定の擬似層流解である。 $\nu_v$ の分布を考慮していくためには、流速鉛直分布の実態を知らなければならない。次節では、この観点から、吹送流実験の流速分布について検討を加える。

## 2.3 吹送流の流速鉛直分布と抵抗則

### 2.3.1 吹送流に関する従来の研究

回転系吹送流の流速鉛直分布について、Ekman<sup>3)</sup>は水面勾配が無視できる深海吹送流の線形解を示した。水面勾配すなわち水域の有限性の補正が後になされ、つぎのように一般化されている。

$$\xi = u + i v, \quad \partial h / \partial r = \partial h / \partial x + i \partial h / \partial y \quad (2.16)$$

とおくと、 $\nu_v$ が一定の場合の運動方程式は

$$i f \xi = g \partial h / \partial r + \nu_v \partial^2 \xi / \partial z^2 \quad (2.17)$$

と書ける。ここに、 $i^2 = -1$ である。 $z$ 軸を鉛直下向きにとり、境界条件として

$$\text{水面 } z=0 \text{ で } \quad \partial \xi / \partial z = -\tau_0 / \rho \nu_v; \quad \tau_0 = \tau_x + i \tau_y$$

$$\text{底面 } z=h \text{ で } \quad \xi = 0$$

を用いると

$$\xi = \frac{\tau_0}{\sqrt{(i f \nu_v)}} \frac{\sinh \theta h (1 - \eta)}{\cos \theta h} + \frac{i g}{f} \frac{\partial h}{\partial r} \left( \frac{\cosh \theta h \eta}{\cos \theta h} - 1 \right) \quad (2.18)$$

$$\eta = z/h, \quad \theta = \sqrt{(i f / \nu_v)} \quad (2.19)$$

となる。右辺第1項は風応力に基づく成分“drift current”、第2項は吹寄せの圧力勾配による成分“slope current”を示す。非回転系、すなわち $f \rightarrow 0$ あるいは $\theta \rightarrow 0$ の極限<sup>16)</sup>をとると、

$$\xi = \frac{\tau_0 h}{\rho \nu_v} (1 - \eta) + \frac{g h^2}{2 \nu_v} \frac{d h}{d x} (1 - \eta^2) \quad (2.20)$$

を得る。ただし、 $\xi = u$ 、 $\tau_0 = \tau_x = \tau_s$ 、 $\partial h / \partial r = d h / d x$ とした。

Thomas<sup>17)</sup>やMadsen<sup>18)</sup>は $\nu_v$ が一定でない場合の解、いわゆる修正スパイラルを調べた。後者は対数則に似た関係でパラメータに水面粗度長を含む。上では回転系の層流型スパイラル(2.18)と非回転系の擬似層流解(2.20)の関係をみたが、同様のことが修正スパイラルと通常対数則の間にも見出せ(Madsen<sup>18)</sup>, Pearce・Cooper<sup>19)</sup>)、抵抗則の問題は、両系で同じと考えられる。

非回転系の流速分布はReid<sup>20)</sup>の混合距離理論に始まる。彼は断面におけるゼロフラックスの条件が満たされる場合に限らず、風向と正逆方向の通過流量を考えて一般的な流速分布を示した。Baines・Knapp<sup>21)</sup>以後、Shemdin<sup>22)</sup>、Wu<sup>23)</sup>、Dobroklonskiy・Lesnikov<sup>24)</sup>らにより風洞実験が行われ、Bye<sup>25)</sup>の現地測定結果からも水面近傍での対数則が認められた(Spillane・Hess<sup>26)</sup>)。鶴谷ら<sup>27)</sup>は反流がある場合とない場合の速度場を詳細に計測し、流量による通常対数則と風に基づく水面からの対数則の重合わせが成立することを示した上、せん断応力の直線分布も精度よく確かめた<sup>28)</sup>。

このように乱流状態の吹送流流速分布を記述する試みがなされてきたが、水面粗度長のようなパラメータの適切な表示が要求され、三次元計算では鉛直渦動粘性係数の鉛直分布が重要である。混合距離理論 (Koutitas・O'Connor<sup>29)</sup>、村岡・福島<sup>8)</sup>) は有効であるが、特に、水面近傍には特殊な条件が必要であり、開水路流で成功をみた乱流モデルも直ちに適用するには問題がある。また、底面付近の流速分布は圧力勾配によって変化し、多くのモデルでは水面と底面のせん断力比を仮定する必要があるが、表層流れが同じであっても水深が大きい場合は下層の逆流は小さくなり得る (Goossens・Pagee・Tessel<sup>30)</sup>)。

本節では、底面効果は二次的として吹送流の水面抵抗則を議論する。滑面で得られている有効動粘性係数を粗面に拡張し、これらから吹送流の水面抵抗則を示す。これは次章で密度流の界面抵抗則に変換して適用するが、この変換により観測や実験の困難な水理条件の結果を相互に補うことが可能となる。こうして検証した水面抵抗則を基礎に水面粗度長や表面流速特性、渦動粘性係数ならびにシア関数との関連について考察する。

### 2.3.2 有効動粘性係数の導入

安定成層場の速度勾配が中立場より大きくなることが知られており、種々の方法でこの効果が表現されてきた。有効動粘性係数もそうした補正の一種であり、実際に気象学のシア関数と関係づけることを以下で示す。密度流界面における結果が吹送流に拡張され、空気と水の密度差、すなわち重力加速度そのものを直接、密度流の結果に適用する点が大胆な仮定である。

#### (1) 吹送流の流速分布への適用

Csanady<sup>31)</sup> は有効動粘性係数の使用により密度流や吹送流の界面現象が統一的に扱えることを示した。この有効動粘性係数  $\nu_e$  は水面 (界面) での流速勾配と摩擦速度を用いて

$$\nu_e = u_*^2 / (du/dz)_{z=0} \quad (2.21)$$

で評価できるが、CsanadyはLofquist<sup>32)</sup> の下層密度流実験の流速データを再整理し、 $\nu_e$  を用いた壁法則にまとまることを示した。 $\nu_e$  を用いて既往の吹送流実験の流速分布を滑面型で整理すると図2.23のようになり、滑面から粗面に遷移する一連の傾向を示す曲線群と捉えうる。

実験では2点以上の流速が  $\nu = \nu_e$  とした粘性底層内で測定されたと考え、最も水面に近い2点間の流速勾配から  $\nu_e$  を評価した。Shemdin<sup>22)</sup> の実験およびBaines・Knapp<sup>21)</sup> の低風速実験は水面付近での流速測定間隔が粗く水面直下の流速を対数則で外挿した。ただし、外挿は水面下2~3mmまでとし、それ以上水面近くには寄せなかった。Bye<sup>25)</sup> のデータは最表層が水面下7.5mmと現地観測としては詳細ではあるが同様に処理した。Dobroklonskiy・Lesnikov<sup>24)</sup> の実験で風速最大のケースは  $u_*$  の評価に問題があると考えて除外し、残る3ケースについて整理した。鶴谷ら<sup>27)</sup> の実験については逆流のない2ケースと逆流のある1ケース (原論文の図-33) について調べた。図の実線は動粘性係数  $\nu$  を用いた壁法則 (滑面) であるが、著者ら<sup>11)</sup> の実験値がこれに対応する。 $Wu$ <sup>23)</sup> の実験は広範な風速範囲をカバーし、表層フロートデータについてはCsanadyも検討したが、図2.23ではピトー管データも併せて整理した。ただし、潜りフロートデータ (原論文<sup>23)</sup> のFig. 7) は使用していない。

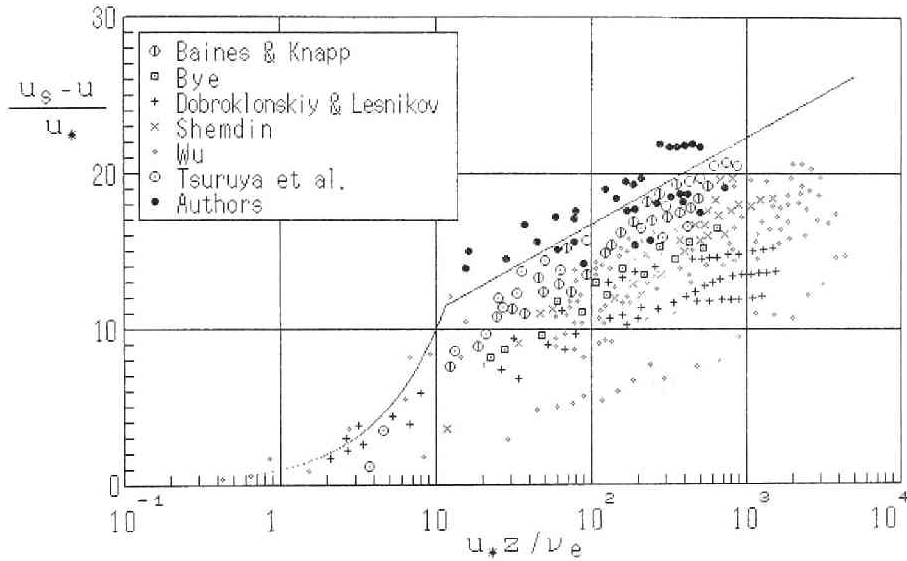


図2.23 吹送流の対数則（滑面表示）

一方、各実験について相当粗度 $k_s$ を求め、粗面型流速分布を表示すると図2.24のようになる。ここで、粗面に遷移する過程を考えるため

$$u/u_* = 2.51 \ln(z/k_s) + 5.5 + 2.51 \ln(u_* k_s / \nu) \quad (2.22a)$$

と類似の形式

$$u/u_* = 2.51 \ln(z/k_s) + Ae \quad (2.22b)$$

$$Ae = 5.5 + 2.51 \ln(u_* k_s / \nu_e) \quad (2.22c)$$

により粗滑遷移さらに粗面流速分布を表すとき、対応する $\nu_e$ の表示を見出せば、広範な流速分布が表示できるはずである。すなわち、 $\nu_e \sim \nu$ で(2.22a)と(2.22b)が一致し、完全粗面で $u_* k_s / \nu_e$ が一定となる $\nu_e$ の表現である。粗面への遷移を表すには、Richardson数に対して碎波に関係した条件を課す必要があり、これについては1.5節の密度流界面波のそれに置換えて考察する。

## (2) 密度流実験の知見

具体的に $\nu_e$ の関数形を定めるにあたり、Csanadyは2つの長さスケール

$$l_u = u_* / (du/dz)_{z=0} \quad (2.23a)$$

$$l_v = (u_* \nu / \varepsilon g)^{1/2} \quad (2.23b)$$

を導入した。ここに、 $\varepsilon g = (\Delta \rho / \rho) g = g'$ は有効重力加速度である。定義より $l_u$ は混合距離であり、図2.23では一種の粗度長とみなせる。一方、密度流の粘性長 $l_v$ は粗滑遷移域の特性長で、長さスケールが $\nu / u_*$ から $u_*^2 / \varepsilon g$ に遷移する領域での代表長（両者の相乗平均）になっている。また、両者の比は、以下で重要なKeuleganパラメータ $K = u_*^3 / \varepsilon g \nu$ である。以下では $l_v$ 、 $l_u$ を

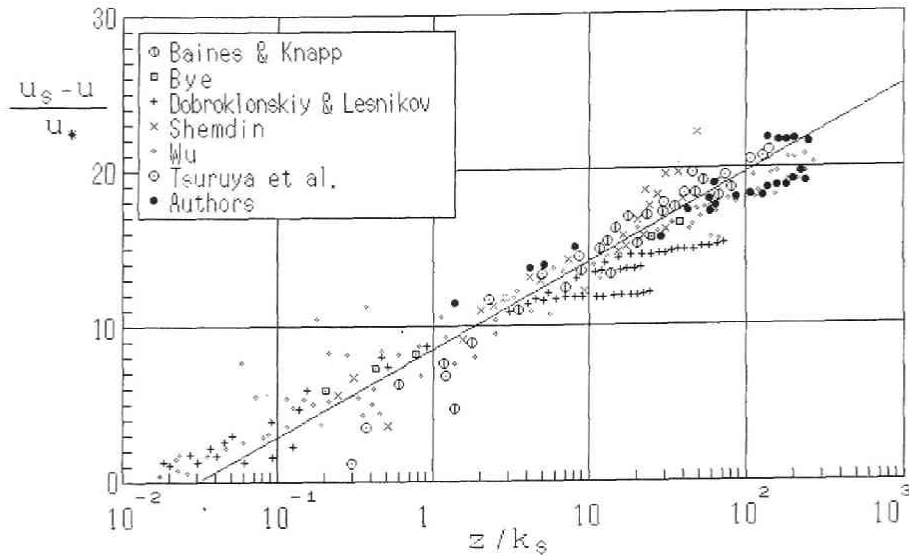


図2.24 吹送流の対数則（粗面表示）

密度の変化層厚、すなわち混合層厚 $\delta$ に関係づける。混合層が薄い二層流の状況での界面現象は界面の内部変数に支配され、水深や流動層厚のような外部変数の影響を受けない。混合が活発になり混合層は厚さを増すが、水深以上に増大しないから、ある極限で一定化すると予想される。深海でそうであるように、吹送流の鉛直スケールは常に水深に限らないと考える。

1.5節の実験結果は、混合層取水で制御された実験<sup>32)</sup>の密度変化層とは異なる挙動を示す。すなわち交換密度流の混合層は(1.58)式の限界Richardson数に関係する。注目した界面波は層乱遷移に特有であるが、滑面境界層の並列らせん流を伴う。実験室規模では二つの遷移は近接することがあり、界面波のスケールが $u_*$ とともに減少する点は粗滑遷移の特性と思われる。以下では、アルカリ発色法による混合層が界面の上下に形成されることを考慮し、可視化した混合層厚を $2\delta$ とし、吹送流にも対応させて混合層間速度差 $u_r$ には下層フロント速度を用いる。図2.25より

$$\delta / R = 1 - \exp(-Re / Re_{cr}), \quad Re = u_r R / \nu, \quad Re_{cr} = 450 \quad (2.24)$$

となり、 $\delta$ は下層流径深 $R = b h / 2(b + h)$ を超えない（ $h$ ：下層厚、吹送流では水深とする）。一方、吹送流では、Byeの現地（水深10m）データを除いて $\delta / R = 0.3$ の程度となり、深水条件では形状的径深が意味をもたないが、実験室（水深1m以下）範囲では $R$ に制約される。なお、吹送流では水面下の密度混合層を定義するのが困難で、 $\delta$ を平均流速 $u_r$ の現れる深さ（排除厚）とした。図2.26は(2.23b)の $l_b$ を用いて $\delta / l_b$ と $u_r R / \nu$ の関係を示す。図より密度流データでは

$$\delta / l_b = 0.0667(u_r R / \nu) \quad (2.25)$$

の関係がある。なお、 $l_b$ を求める界面摩擦速度 $u_*$ はAbraham・Eysink<sup>33)</sup>の方法で側壁効果を除去して評価した。混合層厚のRichardson数が限界値にあることから(2.25)が安定限界を示し、密度

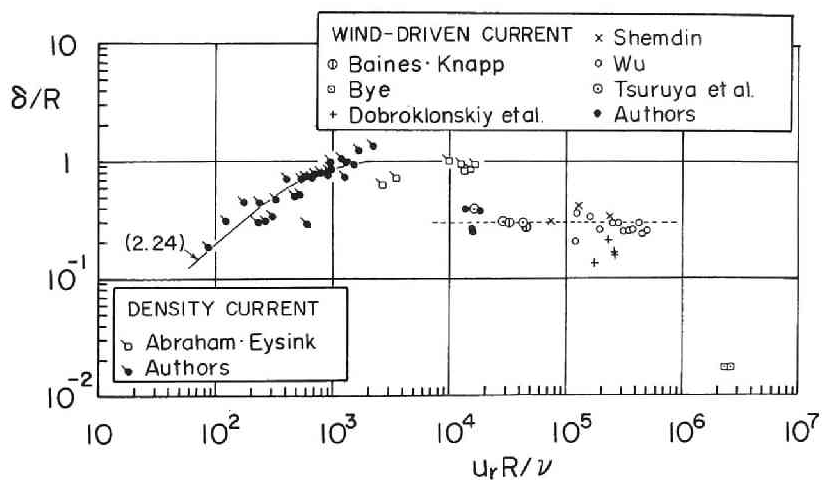


図2.25  $\delta/R$ と $u_r R/\nu$ の関係

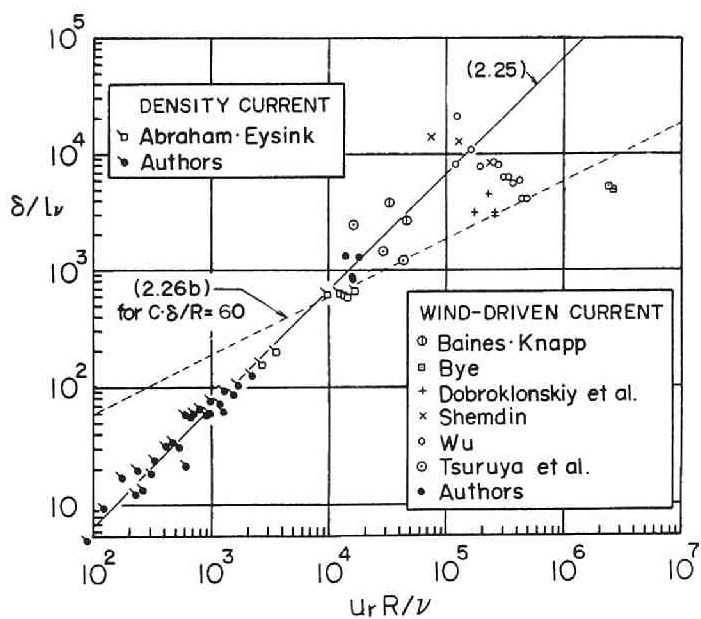


図2.26  $\delta/l_v$ と $u_r R/\nu$ の関係

Froude数が大きいデータはこれより下方に区分されると予想される。(2.23b)式は

$$1/l_v = [(u_r/u_*) (\varepsilon g/u_r^2) (u_r/\nu)]^{1/2} \quad (2.26a)$$

と書直せ、完全粗面で一定になる流速係数  $\psi = u_r/u_*$  と Richardson 数  $\varepsilon g \delta / u_r^2$  を係数にまとめ

$$\delta / l_u = C^{1/2} (\delta / R)^{1/2} (u_r R / \nu)^{1/2} \quad (2.26b)$$

$$C = \psi \varepsilon g \delta / u_r^2 \quad (2.26c)$$

と書く。この形式は滑面で内部変数（界面量）に規定される  $\delta$  に対し、粗面では外部量  $R$  の制約が働くことを意味する。Richardson 数一定の条件で抵抗則の相違は Reynolds 数との関係に反映すると考えられる。しかし、交換密度流では完全粗面データはなく、実験係数  $C$  を決定できなかった。このような状況の密度流実験は小さな Richardson 数を維持する必要がある、連行が大きく現象が本来遷移的であるため現実には困難と考えられる。

$u_e = (u_* u_r)^{1/2}$  が現れる深さ  $\delta_e$  を用い、水理量による Richardson 数の変換を以下に示す。

$$C = \varepsilon g \delta / u_e^2 \quad (2.27a)$$

$$R_i = \varepsilon g \delta_e / u_e^2 \quad (2.27b)$$

$$C_r = \varepsilon g l_u / u_*^2 = C \psi / C_e \quad (2.27c)$$

$$R_{io} = \varepsilon g \delta / u_r^2 = C / \psi \quad (2.27d)$$

$$R_{is} = \varepsilon g \delta / u_*^2 = C \psi \quad (2.27e)$$

また、これらの間には、

$$C_r = R_{is} / C_e \quad (2.27f)$$

$$C_e = \delta / l_u \quad (2.27g)$$

のような関係がある。

粗面流速分布と平均流速公式から

$$R / k_s = \exp \{ \kappa (\psi - 6) \} \quad (2.28a)$$

$$\delta_e / k_s = \exp \{ \kappa (\psi^{1/2} - 8.5) \} \quad (2.28b)$$

$$k_s / l_u = \exp(7.5 \kappa) = 20.1 \quad (2.28c)$$

が得られるが、 $l_u$  が粘性底層にあれば

$$k_s / l_u = 30.1 \exp(-5.5 \kappa) = 3.34 \quad (2.28d)$$

となり、(2.28c)、(2.28d) をまとめると

$$k_s / l_u = 20.1 / \xi \quad (2.28e)$$

$$l_u = 1.5 \xi z_0 \quad (2.28f)$$

となり、 $\xi$  は 1 から 6 程度で変化する。図 2.27 は  $\xi$  に  $u_* l_u / \nu$  を用いて (2.28e) の関係をみたものである。実際には単調な直線関係ではないが、(2.28e) が最も単純な内挿式である。これより

$$\delta_e / l_u = \exp \{ \kappa (\psi^{1/2} - 1) \} / \xi \quad (2.28g)$$

$$R / l_u = 20.1 \exp \{ \kappa (\psi - 6) \} / \xi \quad (2.28h)$$

$$R / \delta_e = \exp \{ 1 + \kappa (\psi - \psi^{1/2}) \} \quad (2.28i)$$

図2.25より、吹送流 ( $R = h$ ) について  $\delta / R = 0.3$  とすれば、(2.28h)より

$$\delta / l_u = 6 \exp \{ \kappa (\psi - 6) \} / \xi \quad (2.28j)$$

となり、 $\delta / l_u = C_e = O(10^2)$  である。ケースによるが、図2.23では  $u_* z / \nu_e = 200 \sim 300$  程度までは対数則が成立している。Thorpe<sup>34)</sup>によれば、形成されるLangmuir循環の縦セル間隔程度の深さまで気泡の混入がみられるという。このセル間隔を  $C_e l_u = 100 \nu_e / u_*$  とすれば、その深さは  $\delta$  程度になる。吹送流について  $\delta / R = 0.3$  とし、図2.26の点線の関係を用いると(2.26b)より  $C = 200$  程度の値を得る。(2.27a, b)より

$$C_1 = \delta / \delta_e = C R i^{-1} \quad (2.29a)$$

となり、これより、

$$C_e = C \exp \{ \kappa (\psi^{1/2} - 1) \} / \xi R i \quad (2.29b)$$

となる。

### (3) 有効動粘性係数の表示

Csanady は Lofquistの実験における界面 Froude数  $C_F^{-1} = u_*^2 / \varepsilon g l_u$  が  $0.006 \sim 0.134$  の範囲で

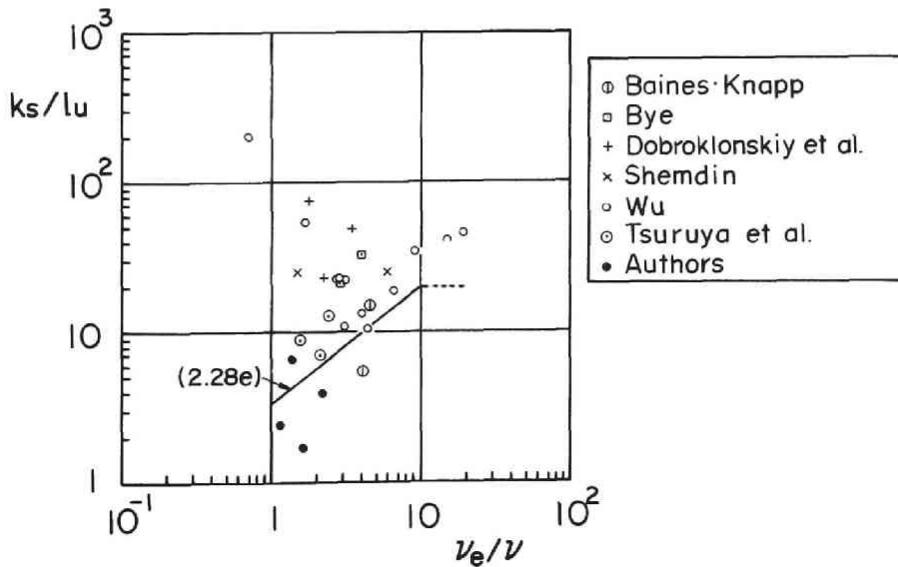


図2.27  $\xi$  と  $k_s / l_u$  の関係



$l_u/l_b=7.3$ の一定値をとることを示した。これより有効動粘性係数は

$$\nu_e/\nu = u_* l_u/\nu = 7.3 u_* l_b/\nu = 7.3 K^{1/2} \quad (2.30a)$$

のように、Keuleganパラメータ  $K = u_*^3/\epsilon g l_b$  の  $1/2$ 乗、または、 $u_*$ の  $3/2$ 乗の形式で表される。Uraら<sup>35)</sup>、中野ら<sup>36)</sup>はそれぞれ、

$$\nu_e/\nu = (1+40K)^{1/2} \quad (2.30b)$$

$$\nu_e/\nu = 1+6.5K^{3/4} \quad (2.30c)$$

のように1を加えて  $\nu_e < \nu$  とならないようにした。以上から、滑面あるいは粗滑遷移域での有効動粘性係数をつぎの形で表せるであろう。

$$\nu_e/\nu = 1 + C_S K^m \quad (2.30d)$$

ここでは、Csanadyの指数  $m=1/2$  と中野ら<sup>36)</sup>の係数  $C_S=6.5$ を用いる。 $K^{1/2}$ 乗表示が用いられたのは Csanadyらの調べた実験値が主に滑面条件であるためと考えられる。密度流の場合、層乱遷移と粗滑遷移が近接するため支配因子を抽出するのが困難な上、完全粗面の現象が連行の激しい領域で実験自体が困難なことによると考えられる。 $K$ は  $\nu/u_*$ を用いた Richardson数の逆数であるが、代表長を  $l_b$ にとると  $u_*^2/\epsilon g l_b = K^{1/2}$ を逆Richardson数とみなすことになる。さらに、Charnockの長さ  $u_*^2/\epsilon g$ を用いればこの逆Richardson数は一定である。

交換密度流の実験式(2.25)に(2.27g)を用いると

$$\nu_e/\nu = u_* l_u/\nu = 0.0667 \psi C_e^{-1} (u_* R/\nu) K^{1/2} \quad (2.31)$$

を得る。Lofquistの実験で  $u_* R/\nu = 200$ 程度であり、実験範囲で数値的に(2.30a)と一致するが、 $u_*$ については  $5/2$ 乗の依存となる。一方、(2.27f)の定義から

$$\nu_e/\nu = C_r K \quad (2.32a)$$

の形式となる。(2.30d)式と同様に、右辺に1を加えて

$$\nu_e/\nu = 1 + C_r K \quad (2.32b)$$

と書く。

さらに、安定成層場のシア関数は

$$\phi = 1 + \alpha \zeta, \quad \zeta = z/L \quad (2.33a)$$

であり、 $z$ は壁面からの距離、 $L = u_*^3/\kappa \epsilon g \omega_e$ はオブコフ長、 $\omega_e$ は連行速度である。ここで、係数  $\alpha=7$ 、 $\zeta > \zeta_c=5/7$ で  $\phi = \phi_m=6$  とする<sup>37)</sup>。 $\zeta$ と勾配Richardson数は  $\zeta = \phi Ri$ で変換できる。(2.32b)と(2.33a)はいずれも成層による速度勾配の変化を表し、 $\xi = \phi$ とみて

$$Ri = \varepsilon g \delta_e / u_e^2 = C_r \psi^{-1} (\delta_e / l_u) \quad (2.33b)$$

$$\xi = C_r \psi^{-1} \exp \{ \kappa (\psi^{1/2} - 1) \} \equiv C_r \sigma(\psi) \quad (2.33c)$$

(2.33a)は

$$\phi = 1 + \alpha C_r \sigma(\psi) \quad (2.33d)$$

となり、(2.32b)と(2.33d)の比較から

$$K = \alpha \sigma(\psi) \quad (2.34a)$$

$$u_* = (K \varepsilon g \nu)^{1/3} \quad (2.34b)$$

$$u_r = u_* \psi \quad (2.34c)$$

となる。(2.34a)は安定度と抵抗の関係を示すが、 $\psi > 10$ では $K \approx 1.4$ 、 $u_* = 2.4 \text{ cm/s}$ であるから、 $\psi = 10 \sim 15$ では、 $u_r = 24 \sim 36 \text{ cm/s}$ が完全粗面条件と考えられる。一方、粗滑遷移は $K = 0.1$  ( $u_* = 1 \text{ cm/s}$ )から開始するようで、この限界値について中野ら<sup>36)</sup>が詳細に検討した。以上は、 $\varepsilon = 1$  (中立吹送流)で保たれるとしたが、粗面では、気泡の混入や蒸発が促進されてmiscibleな挙動をとるようになると予想される。

$$\omega_e / u_* = C_2 R_*^{-1}, \quad C_2 = 1 / \kappa \quad (2.36a)$$

を用いて

$$\delta = \frac{R_*}{u_* C_2} \frac{u_*^3}{\kappa \varepsilon g} = \frac{u_*^3}{\kappa \varepsilon g \omega_e} = L \quad (2.36b)$$

となる。(2.36a)は連行公式に相当するが、 $C_2$ は実験的に得られる $2.5^{38)}, 39)$ に一致する。

あるいは、 $\delta = L$ とすれば、Monin-Obukhov長の定義より直ちに、

$$\omega_e / u_* = \kappa^{-1} R_*^{-1} \quad (2.36c)$$

を得るが、CsanadyはLofquistの実験結果より

$$\omega_e / u_* = 0.0287 C_r^{-1} \quad (2.37)$$

を示し、これらから $\delta / l_u = 87.1$ で、(2.28j)のオーダーになる。 $\delta = L$ では、

$$\delta / l_u = C_r^{-1} R_* \quad (2.38)$$

であるが、Monin-Obukhov理論との類似性から $C_r K = l_u / L$ とおけば $L = \nu / u_*$ 、すなわち、粘性底層を対数+直線則と同一視することになる。 $\delta / l_u = \alpha$ として若干計算すると

$$R_c = (\kappa \alpha)^{-1} \sim 0.36 \quad (2.39)$$

程度の限界 flux Richardson数  $R_c$  を得る。安定パラメータの小さな値は連行の激しい状態を示すが、流速分布の測定時間内では維持されない瞬間的なものと考えられる。

ここで、水面粗度に関する Charnock 関係

$$Z_{0a} = b u_{*a}^2 / g \quad (2.40a)$$

を考える。Safaie<sup>(40)</sup> は  $b = 0.01 \sim 0.03$ 、 $u_*$  の大きいとき 0.01 程度と述べている。

$$l_u = C_r u_*^2 / \varepsilon \quad g \quad (2.40b)$$

と書くと、 $\varepsilon = 1$ 、 $Z_{0a} = Z_0$  として、(2.28f) から

$$C_r = 1.5 (\rho / \rho_a) \xi \quad b = 1260 \xi \quad b \quad (2.40c)$$

となり、 $b = 0.01$  では  $C_r = 12.6 \xi$  を得る。このとき、(2.33b)、(2.29b) より

$$R_i = 12.6 \psi^{-1} \exp \{ \kappa (\psi^{1/2} - 1) \} = 12.6 \sigma (\psi) \quad (2.40d)$$

$$C_e = C \psi / 12.6 \xi \quad (2.40e)$$

である。

### 2.3.3 吹送流の水面抵抗則

広範な吹送流を扱えるように、表面流速  $u_s$  を用い反流の最大値が発生する深さ  $h_r$  間の相対流速  $(u_s - u)$  の平均値として  $u_r$  を定義し、風応力を

$$\tau_s = \frac{1}{2} \rho f_s u_r^2 \quad (2.41)$$

と表す。これは、水面と底面の対数則を深さ  $h_r$  の点で接続する Spillane・Hess<sup>(26)</sup> の方法と類似である。2つの対数則の相互作用する中間層を除き水面对数則のみに支配される深さを  $h_r$  にとるべきであろうが、判定の容易さから形状的な2層分割とする。 $h_r$  を水深  $h$  にとると  $u_r$  は表面流速と平均流速の差であり、平均流速がゼロであれば  $u_r = u_s$  である。

滑面管路の抵抗係数で  $\nu$  を有効粘性係数  $\nu_e$  に置換えると

$$\frac{1}{f_s'^{1/2}} = 2.0 \log \left( \frac{2 u_r h_r}{\nu_e} f_s'^{1/2} \right) - 0.8 \quad (2.42)$$

となる ( $f_s' = 4 f_s$  は管径換算の抵抗係数で  $h_r$  は管半径とする)。(2.30d) 式 ( $m = 1/2$ ) を (2.42) 式に代入し、 $Re = u_r h_r / \nu$ 、 $K_o = u_r^3 / \varepsilon g \nu$  を用いて整理すると

$$\frac{1}{f_s'^{1/2}} = 4.0 \log \left( Re \frac{4 f_s'^{1/2}}{1 + 0.60 C_S f_s'^{3/4} K_o^{1/2}} \right) - 1.6 \quad (2.43)$$

を得る。同様に、(2.31) の  $\psi C_e^{-1} = 1$  ( $u_r / \delta = u_* / l_u$ ) とし、(2.42) 式に代入すれば

$$\frac{1}{f_s^{1/2}} = 4.01 \log \left( \text{Re} \frac{4 f_s^{1/2}}{1 + 0.0141 f_s^{5/4} K_o^{1/2} \text{Re}} \right) - 1.6 \quad (2.44)$$

となる。最後に、(2.32b)については

$$\frac{1}{f_s^{1/2}} = 4.01 \log \left( \text{Re} \frac{4 f_s^{1/2}}{1 + 0.354 C_r f_s^{3/2} K_o} \right) - 1.6 \quad (2.45)$$

となるが、 $K_o \gg 1$ の場合には、

$$\frac{1}{f_s^{1/2}} = 4.01 \log \left( \frac{11.3 \varepsilon g h_r}{C_r u_r^2 f_s} \right) - 1.6 \quad (2.46)$$

となり、Reynolds数と無関係な抵抗係数を示す。つぎに粗面則

$$\frac{1}{f_s^{1/2}} = 2.0 \log \frac{h_r}{k_s} + 1.74 \quad (2.47)$$

を  $f_s$  に換算すると

$$\frac{1}{f_s^{1/2}} = 4.01 \log \left( \frac{37.2 \varepsilon g h_r}{\alpha u_r^2 f_s} \right) - 1.6 \quad (2.48)$$

となる。ただし、

$$k_s = \alpha u_*^2 / \varepsilon g \quad (2.49a)$$

を仮定した。 $\alpha$  は水面付近の流れの相当粗度  $k_s$  を定義したパラメータで、Charnock パラメータ  $b$  や Richardson 数  $C_r$  と次式で換算できる。

$$b = (\rho_a / \rho) \alpha (z_{0a} / z_0) / 30.1 \quad (2.49b)$$

$$\alpha = 20.1 C_r / \varepsilon = 250 \quad (b = 0.01) \quad (2.49c)$$

(2.46) 式の真数  $B = 11.3 \varepsilon g h_r / C_r u_r^2 f_s$  は、 $h_r = R$ 、 $\delta / R = 0.3$  として

$$B = 11.3 R / l_u = 37.7 \delta / l_u \quad (2.50)$$

となるが、 $C_e = \delta / l_u = 10 \sim 1000$  に対し、(2.46) の  $f_s = 0.0036 \sim 0.013$  となる。

図2.28は(2.49a)の関係を図2.24の  $k_s$  で調べたものである。 $u_* > 1 \text{ cm/s}$  の  $k_s$  が  $u_*^2 / g$  に比例する領域は粗面と考えられ、 $b = 0.01$  に対応している。粗度 Reynolds 数  $u_* k_s / \nu_e (= k_s / l_u)$  は、 $K$  が増加すると一定になり、 $u_* k_s / \nu_e \rightarrow \alpha / C_r = 3.3$ 、(2.22c) 式の  $A_e$  は 8.5 となり粗面に帰着する。

滑面から遷移領域までを(2.43)式、 $\nu_e / \nu = \phi_{\max}$  に達した後の抵抗係数は(2.46)式の一定値と

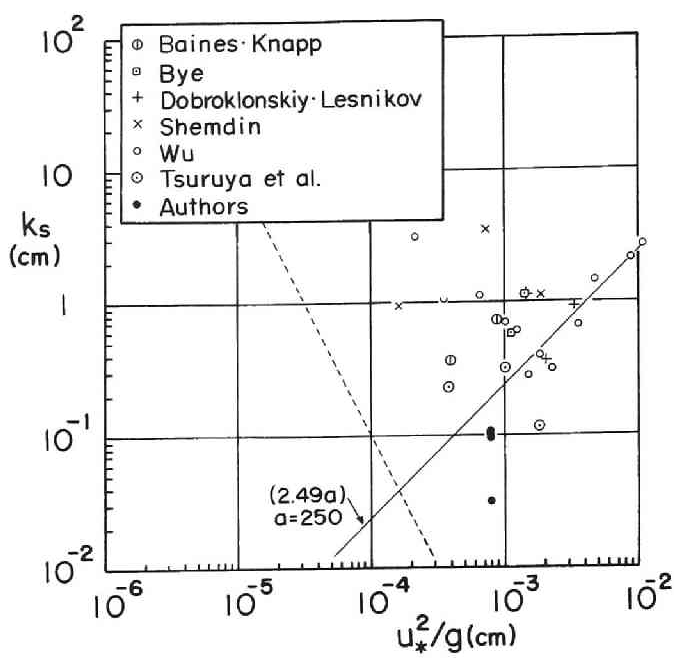


図2.28 相当粗度のCharnock型表示

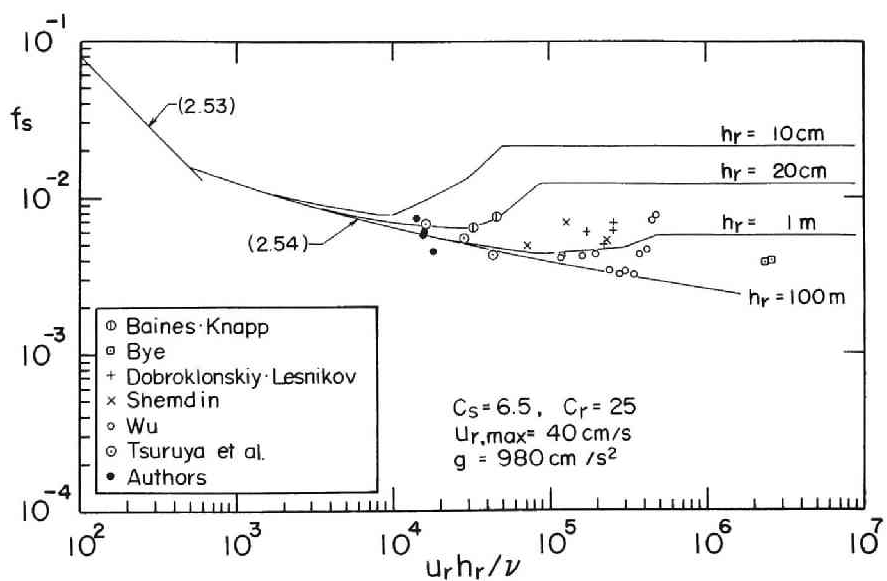


図2.29 吹送流の水面抵抗則

すると図2.29の曲線を得る。ただし、 $C_r=25$ を用いた。 $\varepsilon g h_r / u_r^2$ が減少して一定となる限界値は碎波に関係し、 $h_r$ が一定の条件では $u_r$ が上限をもつこと、すなわち渦動粘性係数が増大し流速がそれ以上増加しえないことを意味する。こうして $u_r$ が上限に達すると $K$ や $Re$ も意味を失うと同時に流れに対して有効な $u_*$ が一定化する説明が成立つ。 $u_r$ と $f_s$ が一定になると $u_*$ や $K$ は変化しなくなる。Dobroklonskiy・Lesnikov<sup>24)</sup>の実験で図2.23、図2.24に示さなかった風速最大の実験ケース4の表面流速は、より低風速のケース3とほぼ同じ約32cm/sであった。

一方、層流の抵抗係数 ( $h_r=2h/3$ ) を計算すると

$$f_s = 8/Re \quad (2.53)$$

となる。さらに、滑面に関しては

$$f_s = 0.067 Re^{-1/4} \quad (2.54)$$

が成立し、Blasius則から換算したものと一致する。

図2.23、2.24のデータで求めた抵抗係数も図2.29に示した。 $Wu$ のデータが完全粗面への遷移を表し、低速部を滑面則とみなせる。全体に実験の水深と $h_r$ は概ね一致するようである。

ここに示した方法で $\varepsilon < 1$ とすると、図2.30に示すような密度流の界面抵抗則となる。ただし、表面流速 $u_s$ を界面流速 $u_i$ 、水面抵抗係数 $f_s$ を界面抵抗係数 $f_i$ とみる。図は $g'=9.8\text{cm/s}^2$ に対し、 $u_{r,\max}=4\text{cm/s}$ としたもので、吹送流と同様 $C_r=25$ を用いた。吹送流に比べると層乱遷移と粗滑遷移領域が接近するのが特徴で、特に $h_r$ が小さいと層流を過ぎて直ちに粗面化し滑面範囲が狭くなる傾向がある。一方、大きな $h_r$ に対応する河口等の現地データでまとめられた界面抵抗係数が

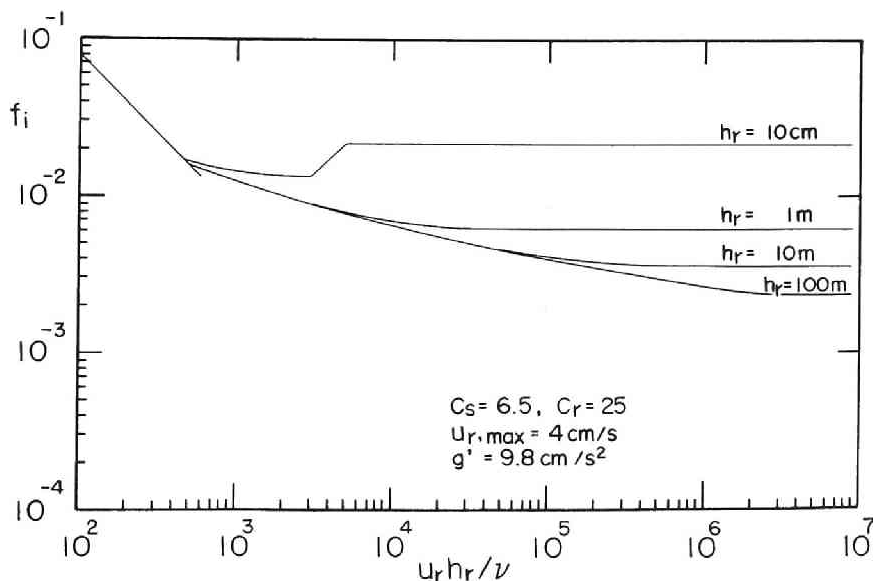


図2.30 密度流の界面抵抗係数

滑面則に従うことはHarleman・Stolzenbach<sup>41)</sup>によって示されており、金子式<sup>42)</sup>

$$f_i = 0.2 \Psi^{-0.5}, \quad \Psi = Re F_i^2 \quad (2.55)$$

と同じ傾向を示す。これは全体的なKeulegan数の $-1/2$ 乗則であり、滑面の表現と考えられる。図の計算例でも、 $h_r$ が1 m以上では $Re=10^5$ 付近まで滑面則が持続する結果となる。密度Froude数の効果を入れた江頭・芦田式<sup>43)</sup>

$$f_i = A/Re + 0.00207 F_i^2 + 0.0015(H-d)/H \quad (2.56)$$

は水理学的に粗な界面の表現と考えられるが高い密度Froude数が維持されるような実験は困難であり、粗面データを得ることは吹送流以上に難しいようである。ただし、次章で示す現地観測の密度流データには遷移的に粗面と見なせるデータが含まれる。

### 2.3.4 表面流速と渦動粘性係数

#### (1) 表面流速特性

風応力を $\tau_s = \rho_a C_D W^2$ と表すと流速・風速比は

$$u_r/W = 0.049 (C_D/f_s)^{1/2} \quad (2.57)$$

となる。層流と滑面で $f_s$ が $Re^{-1}$ と $Re^{-1/4}$ に比例するから、 $C_D$ が一定なら、 $u_r/W$ はそれぞれ、 $Re$ の $1/2$ および $1/8$ 乗則に従う。 $u_r = u_s$ 、 $h_r = h$ とすると $u_s h/\nu$ で整理したKeulegan<sup>44)</sup>やPlate<sup>45)</sup>の実験傾向と一致する。Amorocho・DeVries<sup>46)</sup>は砕波の飽和状態で $C_D$ が一定値0.0025となることを示したが、これを(2.57)式に用いると $f_s = 0.005 \sim 0.025$ に対して $u_r/W = 0.015 \sim 0.035$ となる。これは $u_s$ が $W$ の3.3%前後の値になることを示し、水深や反流の存在によって変化する<sup>26)・27)</sup>という事実の説明になっている。

#### (2) 渦動粘性係数

吹送流の渦動粘性係数を考察するため、図2.23に用いた有効粘性係数を図2.32に示す。図中の曲線は(2.30d)および(2.32b) ( $C_S=6.5$ と $C_r=4$ )を表す。滑面・粗面表示ともに $K=0.1$  ( $u_* = 1$  cm/s)付近から急激に増大し、 $K=1.4$  ( $u_* = 2.4$  cm/s)付近で交わる。AmorochoとDeVries<sup>46)</sup>が指摘したように $u_r = 1$ と3 cm/sは、それぞれ砕波の開始・飽和状態に相当し、 $K=1$ を超えると吹送流について粗面則が有効になると考えうる。水面下の現象は相対粗度(風波粗度・水深比)に依存し、砕波開始と飽和状態に関する限界値は水深等の因子(風波に関する吹送距離・時間、実験水槽長、蒸発量に關係する気温・湿度、界面活性剤の使用)によって変わると考えられる。 $C_r=4$ という値はRichardson数が安定限界に近い、より小さい値で平衡することを意味するが、粗度の係数 $b$ から推定した(2.40c)で $\xi=1$ としたものよりも小さい。砕波に関する上記の因子を考慮すれば非平衡性などの影響もあろうが、実験値については対数則で評価された各文献の $u_*$ を使用したことにも一因があると思われる。一方、交換密度流の実験式(2.25)より得た有効粘性表示(2.31)は、 $\psi Ce^{-1} u_* R/\nu$ が一定なら滑面表示、 $\psi Ce^{-1}$ が一定 ( $u_r/\delta = u_*/\delta_u$ )であれば粗面表示となる。

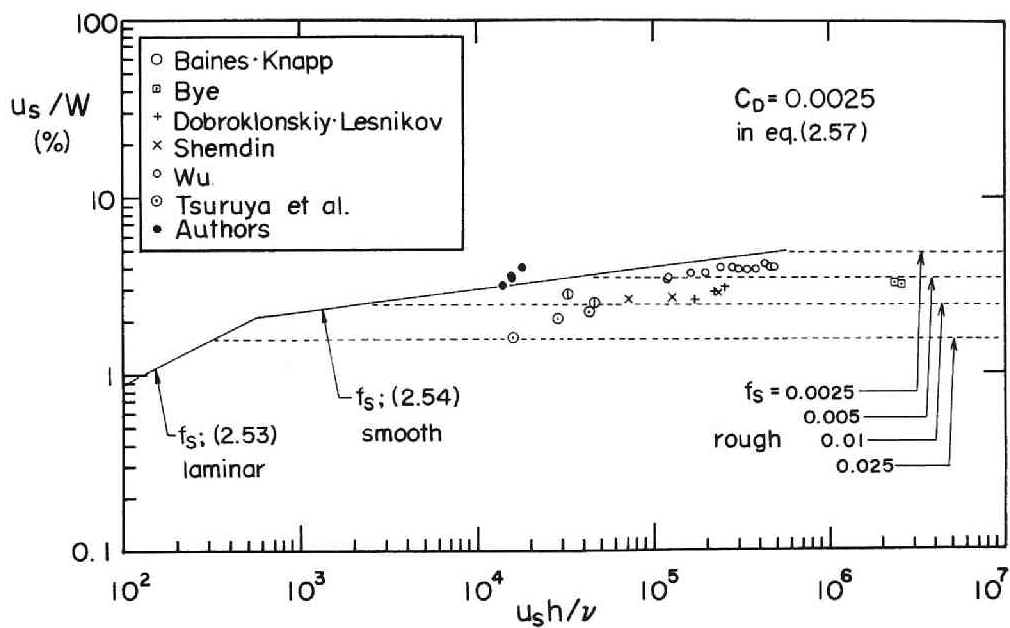


図2.31 吹送流の表面流速特性

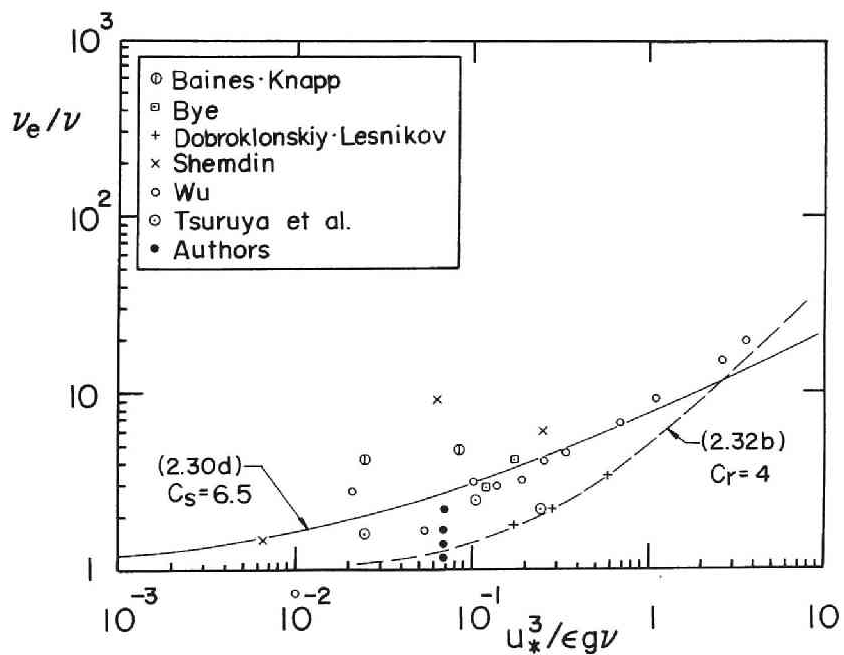


図2.32 有効動粘性係数



バッファ層の下端  $\delta_s$  では渦動粘性係数  $\nu_e$  で定義した Reynolds 数

$$u_* \delta_s / \nu_e = 12 \quad (2.58)$$

が一定になる<sup>19)</sup>。実際、水面下の対数則の成立つ層厚は  $\delta_s$  程度で、それ以深の層では底面との相互作用がある。 $\delta_s = \delta = Ce \nu_e / u_*$ 、 $Ce = 100$  とすると

$$\nu_e / \nu_v = 12 / Ce \quad (2.59)$$

となるから、(2.31)式で径深  $R = hr$  とすれば

$$\nu_v = 0.0055 \psi u_* hr K^{1/2} \quad (2.60)$$

と示される。先述したように、 $K^{1/2}$  は逆 Richardson 数であり、上式は渦動粘性係数が安定成層により減少する結果に他ならない。例えば

$$\nu_v = 0.055 u_* hr \quad (\psi = 10, K = 1)$$

$$\nu_v = 0.036 u_* hr \quad (\psi = 20, K = 0.1)$$

である。

前節の数値解析では水面から湖底に向かい減少する渦動粘性係数の鉛直分布を用いた。同様に渦動粘性係数が水面からの距離に比例することは混合距離理論から推察されるが、水面付近では空気と湖水の密度差に基づく安定化効果を考える必要がある。渦動粘性係数鉛直分布は開水路の場合と同様、放物線的に近似できるが、渦動粘性係数とその鉛直平均値より減少する水面付近の流動層厚が上述の成層効果で変化する点が重要である。このように空気と湖水の極端な密度差についてであるが、吹送流に安定効果が重要であることがわかった。吹送流は水面付近での修正を除けば密度一様の吹送流である。しかし、完全な鉛直混合が起こらず、水温成層が破壊されずに存在すれば上記のことがさらに強調された形で起こることが次節の現地観測で見出される。

次節で述べる成層回転系の吹送流では、限界 flux Richardson 数  $R_c$  を用い、混合距離  $l_m$  が

$$l_m = R_c L \quad (L \rightarrow 0)$$

$$l_m = n u_* / f \quad (L \rightarrow \infty)$$

と表される。後者は混合距離を惑星境界層  $u_* / f$  に関係づけ、 $n$  は 1/20 程度の経験定数である。一方、成層が消えても空気と湖水の密度差が係わるとし  $\varepsilon = 1$  に対する  $L = L_0$  とし、後者を

$$l_m = R_c L_0 \quad (L_0 \rightarrow 0)$$

のように書くと、Csanady の用いた  $l_u$  と、つぎのように関係づけられる。

$$l_m = l_u / \kappa = \nu_e / \kappa u_*$$

ここで、 $L_0 = \delta$  とおけば  $\kappa \delta / l_u = R_c^{-1}$  より、 $\delta / l_u = (\kappa R_c)^{-1}$  である。

## 2.4 琵琶湖南湖の湖流観測

ここで述べる吹送流観測はいずれも南湖西岸唐崎沖（図2.33）で行った。1985年観測では1日数回の測定で鉛直分布特性は知れたが、その時間変化は議論できず、また、水温成層は無視した。一方、1986年観測では水温差1℃以下の弱成層でも湖流強度に決定的影響を及ぼすことが知れた。観測値を検討すると水温成層が存在するとき、(a)鉛直流速勾配が大きい、(b)表層の流向が風向からずれる、そして(c)その偏向はほとんどが風下をみて右向きであるといった特徴が明らかになった。水温鉛直分布の時間変化から鉛直渦動拡散係数 $\nu_v$ を推定した結果、限界Richardson数に近い弱成層の吹送流では、 $\nu_v$ 、すなわち鉛直 Ekman数が顕著に変動することがわかった。成層・非成層の遷移は深水・浅水条件の変化に伴って起こり、回転・非回転系の遷移を支配する。

### 2.4.1 流速・濁度の現地観測（1985年）

#### (1) 観測の目的と概要

浅水湖の濁りの問題を扱うには底泥の堆積厚や粒度構成の平面分布を把握する必要があるが時点の異なる観測値の直接比較から堆積・侵食動向を議論するのは精度上困難である。数値解析による堆積予測は濁度移流拡散を媒介とし、実測値との比較・検証も期待できる。ただし、浮遊砂の実験値もない粒径が数10 $\mu\text{m}$ の微細粒子が対象であり、境界条件に問題がある。観測では底泥領域の底面境界条件との整合性も考慮しながら流速分布を検討した。

琵琶湖南湖は我が国の他の湖に比べ放流効果が大きくなりえて、そうした場合は浮遊砂モデルの適用範囲に近いと考えうる。台風後の洪水時、高濁度状態での沈降現象、すなわち鉛直分布の時間変化の観測を計画し、堆積域に入る西岸唐崎沖に観測点を選び、1985年9月から11月にかけて鋼台船を係留し観測に備えた。しかし、この年は台風がなく、平水時の風による濁りの観測から現象を理解することとなった。こうした状況の濁りは波の作用で説明されている<sup>47)</sup>が、ここでは流れの寄与分

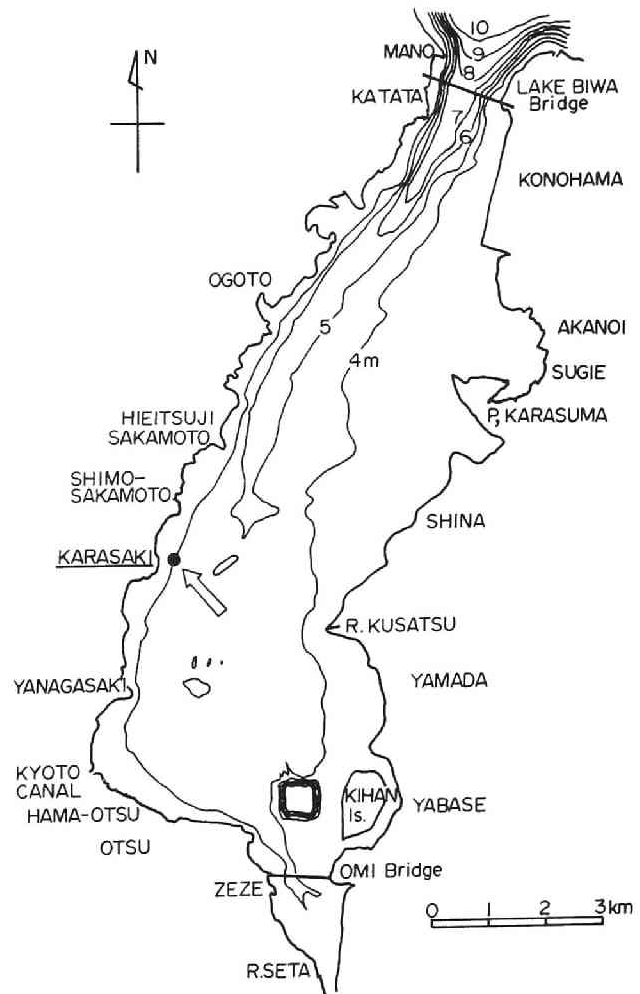


図2.33 吹送流観測点位置図

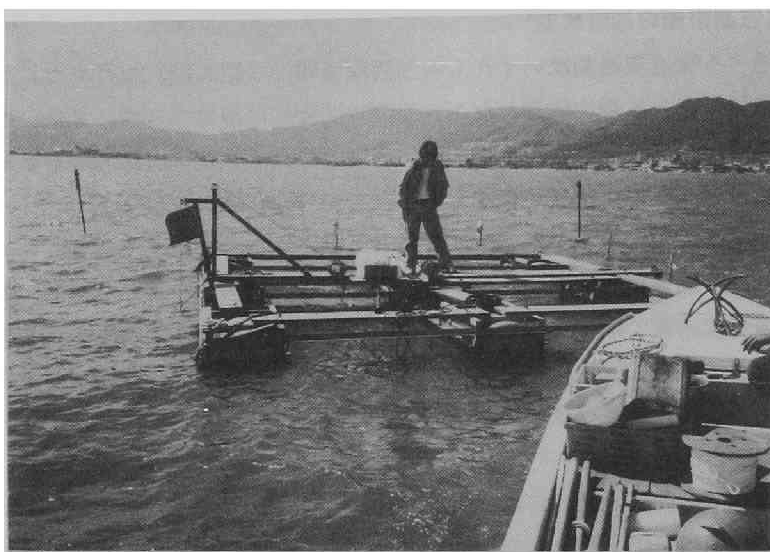


写真 2. 1 観測用台船

に注目し、吹送流と濁度の同時観測を行った。両者の関係をみるには東岸の方が風に対する濁度の応答がよく有利と考えられたが、計画時は洪水時を対象としており、西岸に観測点を選んだ。観測点水深は水位変動で3.8～4.2mの範囲で変化した。測定は写真2.1の観測台船上で行った。台船はフレーム構造で透過性がよく、流れや波の障害とならないよう考慮した。観測項目は濁度・流速鉛直分布で他に浮遊物の採集も行った。濁度分布は5～20分毎、流速分布は風が安定している場合に限り30分～1時間毎に行った。観測は9月に2日、10月に2日、11月に1日の計5日で湖岸陸上風の条件とともに表2.3に示す。南風3回、北風2回の観測であったが、流速分布から推定した湖上観測点の風とは多少異なる。

濁度測定はデジタル濁度計（北斗理研 MA-212D型）を用い、鉛直分布（10～50cm間隔）と底面連続測定を行った。測流はベルゲン型流速計（アーンデラー社のモデルRCM4）を用い、アンカー

表 2. 3 観測条件

観測日	期間平均風速(11-16時)		代表風速		湖上推定風速
	烏丸半島	下坂本	烏丸半島	下坂本	
1985. 9. 19	WSW 3.1	WSW 2.0	SSW 4.0	WSW 3.1	WSW 4.0
1985. 9. 30	N 1.9	ENE 1.4	N 2.1	ENE 1.9	NE 3.1
1985. 10. 7	---	WSW 3.8	---	WSW 4.4	SW 6.0
1985. 10. 18	---	SE 1.0	---	S 2.0	S 2.9
1985. 11. 5	NE 1.0	ENE 1.3	NE 2.3	NE 2.0	ENE 3.7

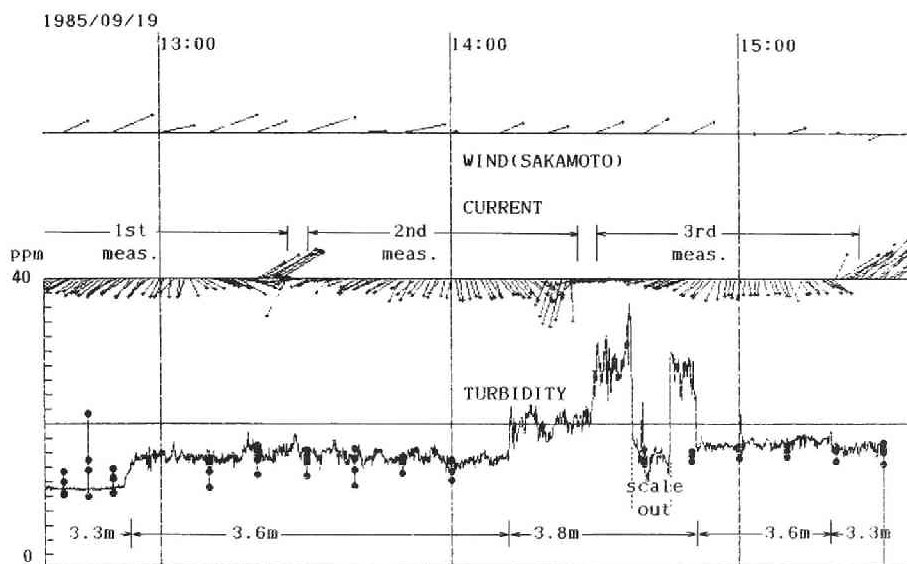


図2.34 観測概況図 (1985.9.19)

チェーンで直立させ、ウィンチで1/3～1/2m間隔に移動させた。流速の場合、1分間隔でデータを記録し5分毎に測点を移した。各層5個の測定値のうち最初と最後の値は棄却し流速計が完全静止の値(中3個)を用いる。流速計には水温チャンネルがあり、その鉛直分布も同様に求めた。以下に流向・流速および底面濁度時系列を示し、各観測日の湖の概況を述べる。

## (2) 観測の概況

9月19日： 図2.34によれば南西風条件であった。流速分布は3回測定したが、2回目の表層流速測定時、流向板が台船に接触し応答しなかった以外は安定した記録である。図2.35の鉛直分布もほぼ定常とみなせる。水温鉛直分布には1℃程度の弱い成層がある。図2.34の底層濁度は試行的に3深度で測定したが、湖底によほど近づけない限り顕著な時間変動を捉えるのは困難なようである。図の丸印は濁度鉛直分布のうち3.3～3.8m層の値を示すが、底層濁度と対応し、鉛直分布の変動も捉えているのがわかる。14:30頃を境に底層濁度が上昇し、図2.36の濁度鉛直分布では濁度変動層が水温下層に対応し、上層では逆転した濃度分布になっている。

9月30日： 弱い北東風条件で流速鉛直分布を3回測定した。南風と異なり下層の(風向に対する)逆流がなく緩やかな流向変化のみ存在する。図2.37の流速鉛直分布は安定しており、前回と同様1℃程度の水温成層がある。密度界面は時間的に上昇し最終的にかなり深くなっており、それが界面付近の流速分布にも若干影響したようである。図2.38の濁度鉛直分布は指数分布に近いが、観測後半に対応する濁度変動は水温分布でみた下層に限られるようである。

10月7日： 強い南西風条件で流速分布を3回測定した。水温成層はなく図2.40の濁度鉛直分布も一様で時間変化もない。図2.39の流速鉛直分布の変動の原因として、(a)表面静振の流速変動、

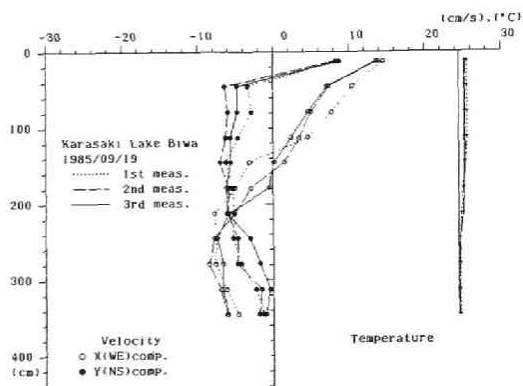


図2.35 流速鉛直分布 (1985. 9. 19)

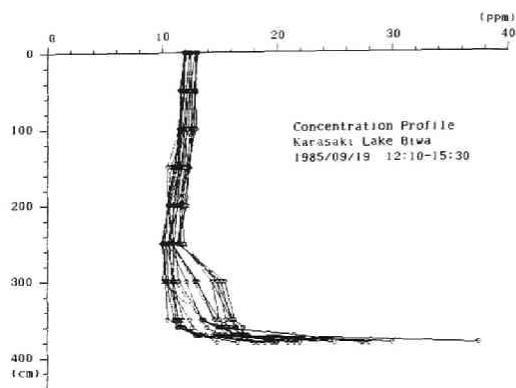


図2.36 濁度鉛直分布 (1985. 9. 19)

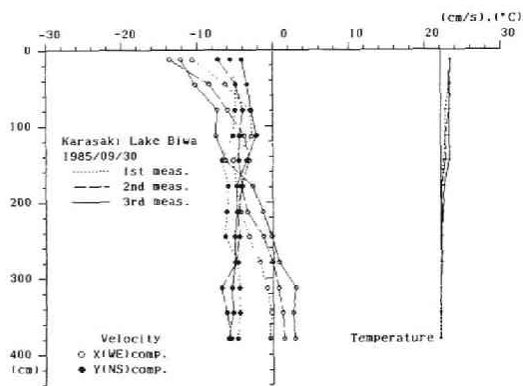


図2.37 流速鉛直分布 (1985. 9. 30)

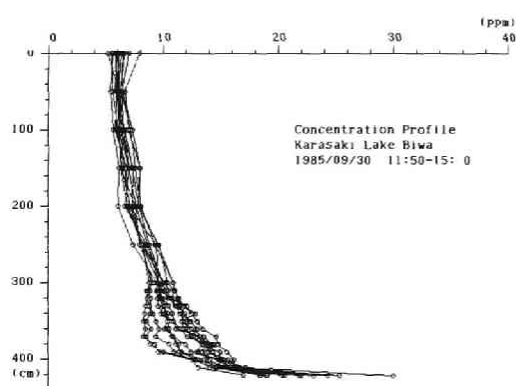


図2.38 濁度鉛直分布 (1985. 9. 30)

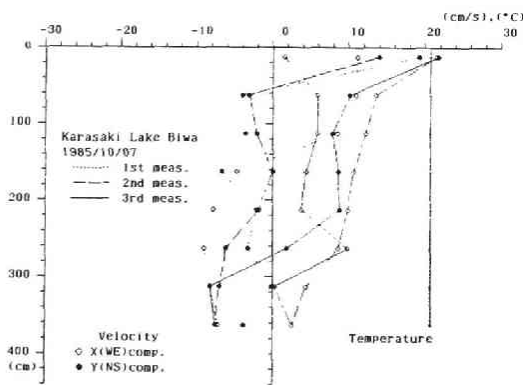


図2.39 流速鉛直分布 (1985. 10. 7)

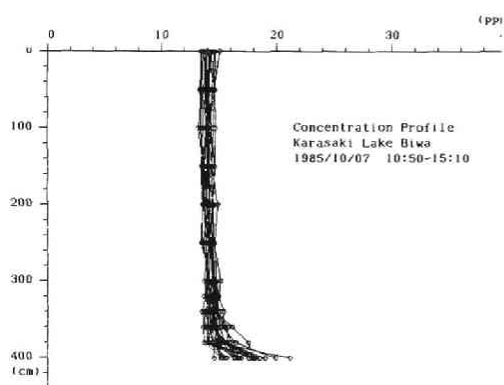


図2.40 濁度鉛直分布 (1985. 10. 7)

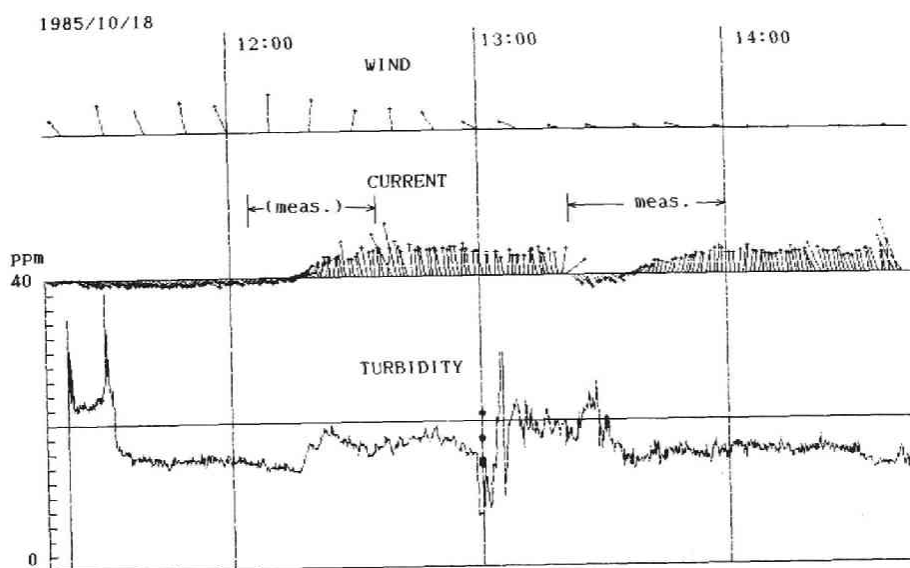


図2.41 観測の概況図 (1985. 10. 18)

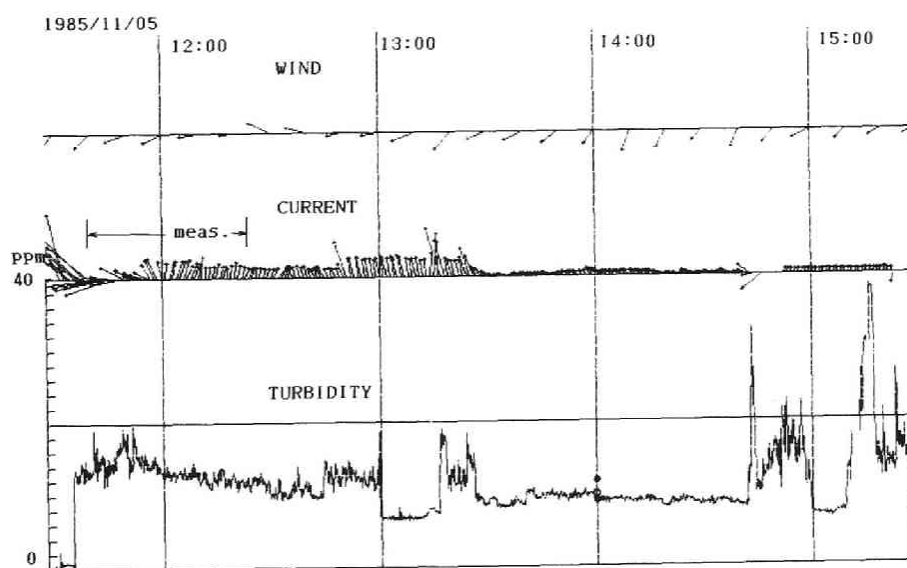


図2.42 観測の概況図 (1985. 11. 5)

(b)流速は1分平均値で、流向が瞬時値であること、(c)風の変化に伴う流向変化等が考えうる。表面静振<sup>48)</sup>では唐崎付近の流速変動が4時間静振で7~8cm/s、高次モード(周期1時間以下)では1~2cm/sである。鉛直分布測定に1時間程度を要し、4時間静振をひろう可能性はあるが、

水位資料でみると特に大きな静振はなかった。(b)については定常流として平均分布は変化しなくても台船の動揺で流向板が振れることは考えられる。最後に(c)の可能性から考えると初期に風の東西成分が卓越したが、次第に南北成分が強くなったことが推察され、観測中の感覚からは支持できる。

10月18日：概況図(図2.41)では前半が南寄りの風、12:20頃に南湖ではあまり吹かない東寄りの風に転じた。流速鉛直分布は2回測定したが、1回目は途中風の変化があり、2回目の測定値のみ示した。東風の吹き始めに対応し、底層濁度が一時的に上昇したようである。

11月5日：図2.42に概況図を示す。全般に北寄りの風であったが、13:30頃に風がいったん弱まり、降雨のため台船上観測は一時中断し、鉛直分布測定は1回である。この間、唐崎と草津川測線で濁度横断分布を測定した。14:30頃、再び吹き始めた風に伴い、底層濁度が上昇した。

### (3) 鉛直拡散計算

風の安定していた9月19日、9月30日、10月7日の各時間帯の流速分布を平均し、観測期間の平均流速分布とした。表2.3の陸上風も観測期間平均値(11:00~16:00)を示す。ただし、後半2回の観測では風が変化し、10月18日は13:00~16:00、11月5日は10:00~13:00の平均風とした。

各深度の平均流速ベクトルを図2.43に示す。S風で右廻りのスパイラルになるが、水面付近の流向変化が極端で、また、水面下2m以下の流向が表面と反転しているのに流速は減衰しない点でEkmanスパイラルと異なる。これらは台船の吃水や水温成層の影響も考えられる。一方、N風の表層で西向き、下層で東向きの流れ構造は2.2節の数値解析結果と一致する特徴である。水深が浅く完全なスパイラルは期待されないし、深度とともに増加する渦動粘性係数を仮定する修正スパイラル<sup>18)</sup>では旋回は著しく緩和されるが、濁度鉛直分布の考察に用いる渦動粘性係数の分布形ではスパイラルも変化する可能性がある。従って、流速分布の計算には圧力、コリオリ、鉛直粘性の各項を考える。

水面勾配は試行により図2.44の流れの実測値を説明するように与えた。鉛直渦動粘性係数 $\nu_v$ の鉛直分布は2.2節の湖流解析と既往の濁度分布モデルに適合させ、半水深で一定値 $\nu_{vmax}$ 、半水深でこれと接続する放物線とした。村岡ら<sup>9)</sup>の鉛直平均値を参考に $\nu_{vmax}=0.04u_{*s}h$  ( $h=400\text{cm}$ )と与え、水面摩擦速度 $u_{*s}$ の計算で風の抗力係数は風速の関数とした<sup>49)</sup>。また、表面流速

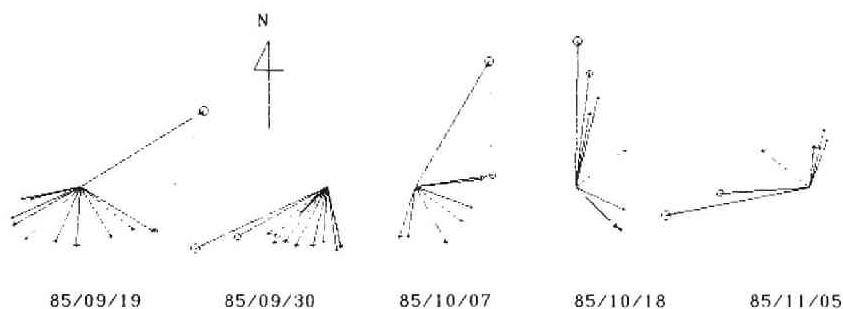


図2.43 流速ベクトルの深度分布

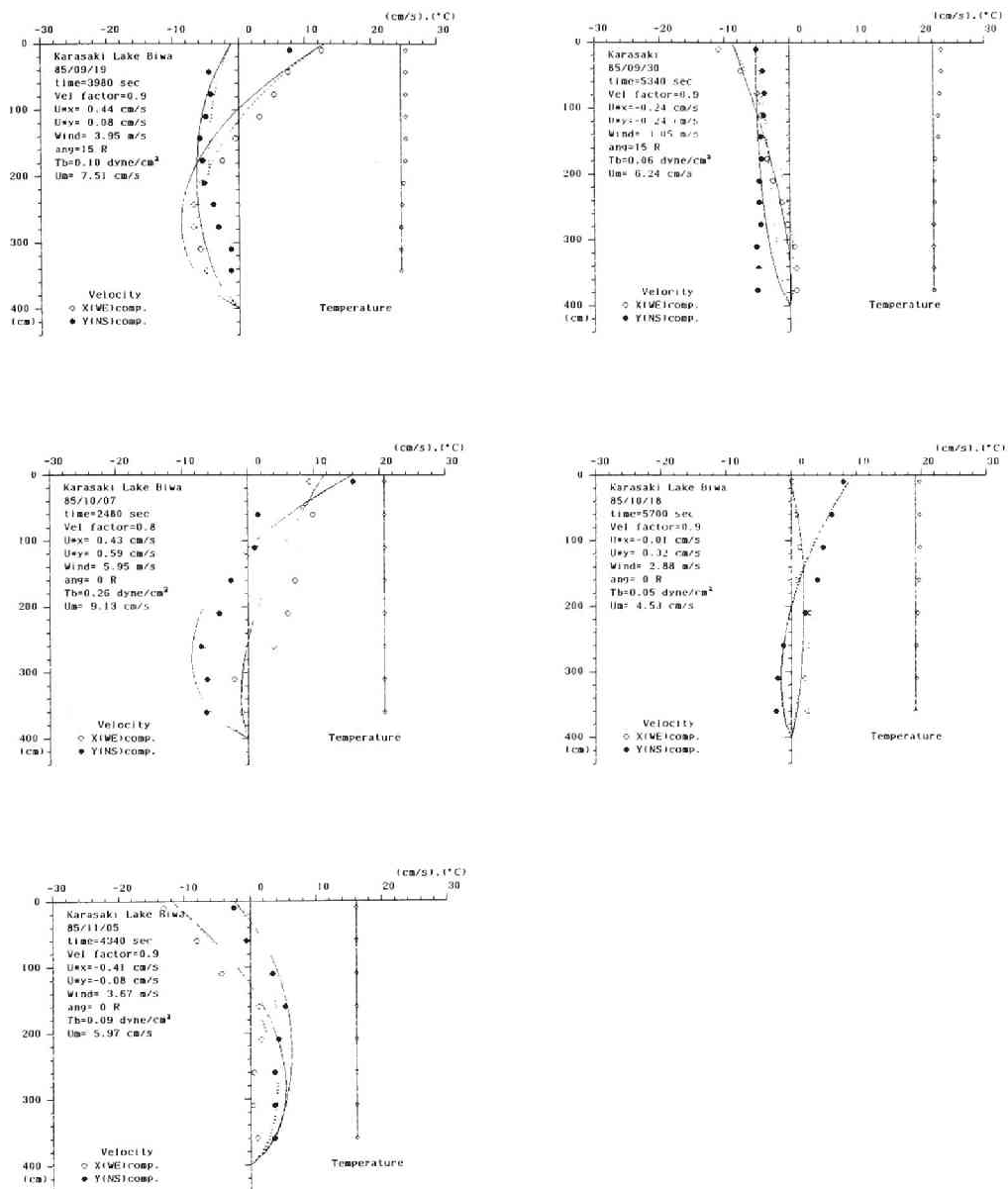


図2.44 各観測日の流速鉛直分布（実測値との比較）

が風速の3.3%とした上、水面速度勾配条件も付加し、さらに、Ekmanスパイラルができることを考慮し風速に対する表面流速の右偏も0~20度範囲で変化するパラメータとして与えた。表2.3でわかるように、東岸烏丸半島の風と西岸坂本地点の風は異なり、特に、N風の場合は東西成分



が発散（東岸で西風、西岸で東風）する傾向がある。従って、周辺の実測値があっても観測点の風向・風速（湖面上10m換算値）は2成分の流速分布から推定せざるを得なかった。まず、流速分布をあわせるように風向を決定後、一定率の流速補正を行い、風も同じ倍率で修正するのが、最も効率のよい方法であった。

陸上風をそのまま用いると、流速測定値が数10%過大評価ということになり、逆に流速補正をしなければ湖上風速が陸上より1.2～1.5倍大きい結果になる。この不確定の範囲は十分考えるものであり、風速・流速の真値はこの範囲内にあるとした。風速を変えると粘性係数が変化し、定常解を得る計算時間も異なるが、これは $u$ に反比例させた（ $u_{\max}=1\text{ cm}^2/\text{s}$ に対し、1,800secの計算時間を与えた）。風が安定であれば現実の湖流は定常に近いと考えられ、 $u$ すなわち風が過小なとき計算時間が不合理に大きくなる点も風速範囲の推定で考慮した。図2.44に示した計算流速分布は擬似層流解に近く底面せん断力は水面値の半分程度と考えられた（表2.4）。風速の大きい10月7日の流速分布は乱流解に近いと思われたが、先述のように流速変動が大きく、平均操作が意味をもつかどうか判定は難しい。乱流解では流れの底面せん断力は小さくなるが、波の影響が次第に大きくなると考えられる。観測地点の風波の波高は10cm以下で、風の強かった10月7日でもわずかな飛沫が湖面上30cm程度まで上がる程度であった。

#### （4）濁度鉛直分布

現地に約1週間（9月30日～10月7日）おいたセディメントトラップで採集した浮遊物を、遠心分離式の粒度分析装置（堀場製作所製CAPA-300）により分析し図2.45のような粒度分布を得た。この粒径は沈降速度（Stokes則）から推定され、分散させた資料は中央粒径 $4\text{ }\mu\text{m}$ 程度であるが、数分放置して再測定すると $15\text{ }\mu\text{m}$ 付近にピークが現れ、この粒径範囲を考慮する。

推定した速度場について、Celik・Rodi<sup>50)</sup>のパラメータ

$$F = [1 - (k_s/h)^{0.06}] \tau_b U_m / (\rho_s - \rho) g h \omega_s \quad (2.61)$$

を用い、沈降速度 $\omega_s$ を与えれば飽和輸送濃度 $C_b$ は $0.034 F$ と評価できる。ここに、 $k_s$ ；相当粗度、 $h$ ；水深、 $\tau_b$ ；底面せん断力、 $U_m$ ；平均流速、 $\rho_s$ 、 $\rho$ ；浮遊砂と水の密度であり、 $g$ は重力加速度である。なお、 $U_m$ を求める際、流速絶対値を使用し、滑面条件（ $k_s=0$ ）とした。

表2.4 流速分布から推定された水量

date	Wind (m/s)	$\tau_b$ (dyne/cm <sup>2</sup> )	$U_{*b}$ (cm/s)	Z	$\omega_s$ (cm/s)	$d_s$ ( $\mu\text{m}$ )	$U_m$ (cm/s)	F ( $\times 10^{-6}$ )	$C_b$ (ppm)	Ca (ppm)
SEP15	WSW 4.0	0.10	0.32	0.20	0.026	17	7.5	44	1.5	22
SEP30	NE 3.1	0.06	0.24	0.20	0.019	15	6.2	30	1.0	17
OCT 7	SW 6.0	0.26	0.51	0.05	0.010	11	9.1	370	13	17
OCT18	S 2.9	0.05	0.22	0.15	0.013	12	4.5	27	0.9	19
NOV 5	ENE 3.7	0.09	0.30	0.05	0.006	8	6.0	138	4.7	11

基準点濃度と濃度分布の計算にはRijn<sup>51)</sup>の方法を用いた。本観測の粒径範囲(1~20 $\mu$ m)の実験・観測値との比較はないが、細かい粒径にも比較的拡張しやすい。この方法で実測濁度分布がかなり説明できるが、基準点濃度に影響する因子として、沈降・摩擦速度、粒径以外に基準点高さ $Z_a$ を含む。強風時の一様な濁度分布は細かい粒径の特徴として流れのみで説明できる。一方、低風速範囲の指数型分布も数10 $\mu$ m程度の粒径について説明されるが、分布形まで

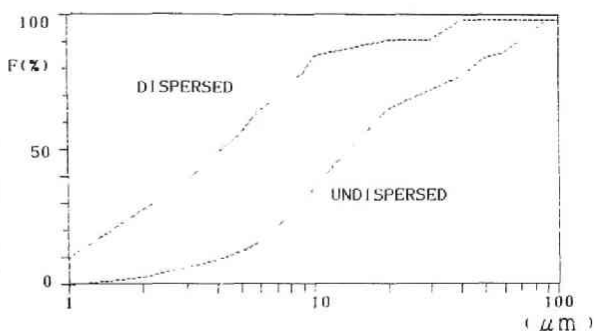


図2.45 浮遊砂の粒度分布

合わせようとする、流れのみでは必要な応力の1/2~1/3程度しか説明できなかった。ただし、基準点濃度も観測中の水理量から計算したので、先行する水理条件ですでに浮遊していた粒子や沈降過程でフロックした粒子等の履歴効果を考慮することができない。

基準点濃度 $C_a$ を実測値で与えると図2.46のような濁度分布となる。なお、基準点高さ $Z_a$ は水深の2%とし、その深度に最も近い測点の濁度値を用いた。図中の曲線はRijnの濃度分布(下半部はRouse式と一致)であり、Rouse式の浮遊パラメータ $\omega_s/s \propto U_{*b}$ の範囲は0.05~0.20である。簡単のため $s=1$ ,  $\kappa=0.4$ とし、表2.4の $U_{*b}$ より $\omega_s$ を逆算し、それから換算した粒径も示す。推定粒径は8~17 $\mu$ mの範囲で沈降時間スケール $h/\omega_s$ は半日程度となるので移動も浮遊もしないはずの粒子が残留または集積しフロックを形成する履歴効果は考えうる。表2.3で流れの浮遊能力からみた $C_b$ と実測の $C_a$ を比較したが、両者が同程度となるのは10月7日の観測のみで、他はより細粒径でなければ平衡濃度分布とならず、むしろ沈降が卓越する。

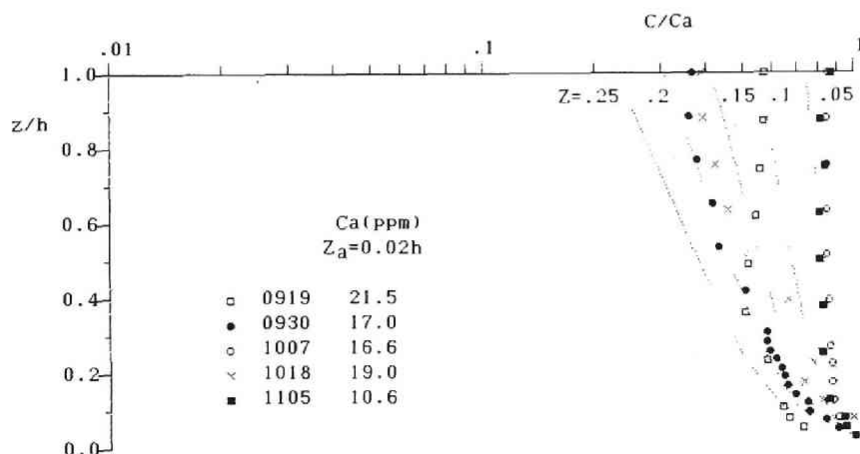


図2.46 浮遊砂の濃度分布

9月19日の濁度分布は水温上層に逆転がみられるが、上層で有機物含有率が高いことによると判断された。この濁度範囲は霞ヶ浦の値<sup>47)</sup>でいえば基底濃度またはバックグラウンド濃度の範囲である。上述の履歴効果もあろうが、プランクトン等による上昇分についても分離する必要がある。これらを考慮し、例えば5 ppm を差引くと浮遊パラメータは0.1~0.4程度、同じ $U_{kb}$ を用いて20  $\mu$ m程度の粒径の濃度分布と解釈できることになる。

図2.47は11月5日の観測で得た濁度鉛直分布の横断変化を示す。測定時間帯は観測中～後半にかけての弱風時である。この測線には東西岸の水深差はあまりなく、横断形状が対称であるにもかかわらず東岸濁度が高い（円の大きさが濃度値、数値は鉛直平均濃度(ppm)）。これは東岸の粒径が細かいというより隣接する北側の浅水部で形成される濁りの影響と考えられる。

この観測で調べた4 m程度の水深では、細かい底泥でも通常の水利条件で浮上することはなく、多少の巻上げが起こっても濁度が数10ppm を超えることは少ない。表層まで高濁度となるのは、台風のような暴風雨時に限られると推察される。一方、湖岸部では、数m/s程度の風でも容易に底泥の巻上げが起こり、砂地に近い状態となる。従って、平常時の泥の動きは浅水部から深水域に向かい、堆積分布は流れ強度と密接に関係していると推察される。

低風速範囲の流速分布は擬似層流解に近く、前節の対数則とは異なるものであった。濁度分布との関連で $u$ は一定+放物線分布としたが、流速分布からみると $u$ を一定と扱えるような結果となった。用いたベルゲン型流速計ではローターとベーンが約20cmも離れており、各成分を分離し水面下10~20cmの範囲で急変する吹送流の分布を捉えるのは困難なことも一因であろう。従って、この結果は吹送流の水面付近の分布を除いた中層以深の流速分布に係わるものと解釈すべきである。他に理由があるとすれば水温成層であろう。安定成層があれば中立時に分布の弱い吹送流の中層部分の速度勾配を増大させ対数則からはずれる傾向となる。逆に、定常流データから $u$ の分布形を推定することは困難である。濁度の時間変化はわずかに存在したが、水温成層のために界面付近での拡散が抑制され、下層に限られた現象であった。

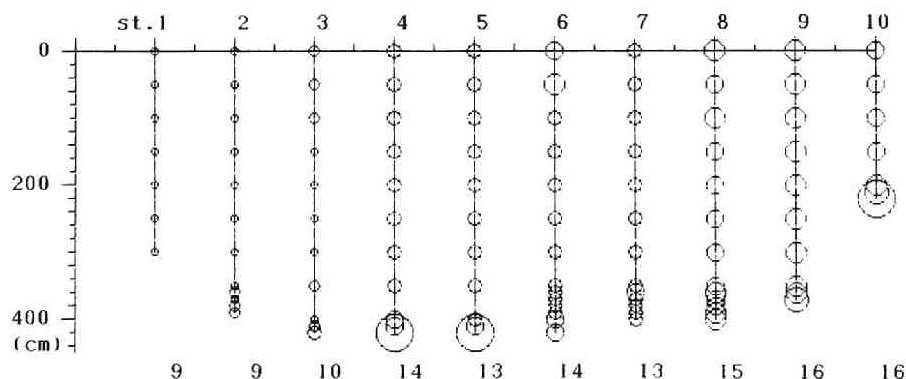


図2.47 横断濃度分布（唐崎—草津川）

## 2.4.2 流速・水温の現地観測（1986年）

### （1）観測の目的と概要

1986年の観測では、吹送流の詳細な流速分布とその時間変化まで議論するため湖上風も実測し、主な補助項目に水温を選んだ。吹送流が風に対する湖水の動的応答とすれば水温成層は熱的応答である。境界条件である熱収支のうち湖面蒸発は流れと同様、風による現象であって、水資源や水温問題に重要であり数多くの研究がなされている。しかし、流れとの直接的関係は大気安定度の問題に比べ明らかにされていない点が多い。本観測は平均的蒸発条件で成立する湖面抵抗則が熱収支の変化によりどの程度変動するかを明らかにすることを目的とした。

観測地点は西岸唐崎沖400m地点で1985年の観測とほぼ同じである（図2.33）。水深は約3.4mで湖底の泥層厚は2m以上ある。観測台は辺長5.5mの井桁型水面部材を4本の鉛直材及び8本の斜材で水底に固定した鋼製下部構造で、観測中は観測台中央部水面上に1.8m×1.8mの足場を設けて作業を行った。水面部材に浮力50kgのブイを約30個取付けて筏にし、観測地点まで曳航後、方位を合わせて鉛直材を湖底に打込み、斜材で補助した。感知部周辺の障害を避けるため観測台東側に各種センサーを取付ける観測用支柱（センサーポール）を設置した（写真2.2）。一方、雨よけにシート屋根をつけ、ゆすりか、ゆりかもめの対策としてネットで覆った。結局、観測時には写真2.3のような形となった。

観測系を図2.48に示す。流速は二成分電磁流速計（アレック電子ACM200P）、濁度は前出の測器により測定する。流速・濁度計を装着した水中センサーホルダーを観測台のウインチで所定の量ずつ昇降させ、風速・気温の空中センサーもこれと連動し、各々の鉛直分布を測定した。風速は風杯式光電風向風速計（牧野応用測器 AVS21）によった。一方、水温は15層測定を行い、30秒毎に1鉛直分布が得られる。多層水温計は約1m離れた位置で固定した。その他、高度固定の測定として、水位（圧力式水位計；豊田工機製TD4000） $W_L$ 、正味放射量 $R_n$ 、平衡水温 $T_e$ がある。

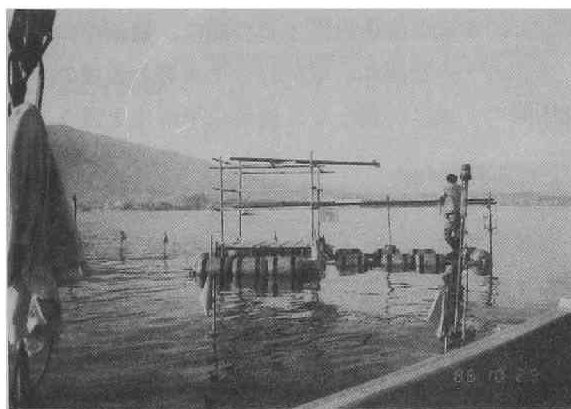


写真2.2 観測台の設置状況

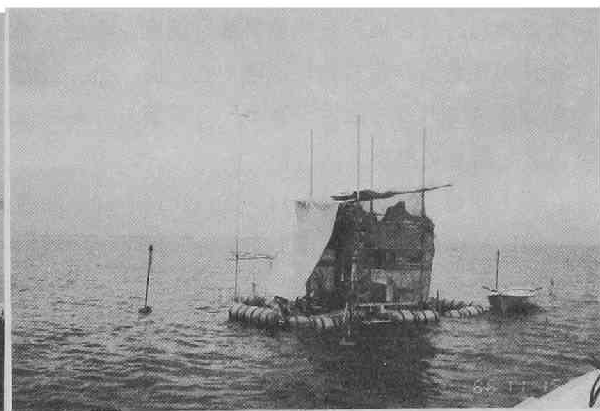


写真2.3 観測台上の観測状況

鉛直分布測定時間は平均のサンプル数と層数との積に比例し、各々20個、10層以上は必要である。しかし、メモリの制約であり大量のデータは処理できず（本観測は1分布16,000データ以下）、測定時間が長過ぎると湖流が変化する。逆に短いと出力が安定しない上、ゆとりのない観測となる。センサー移動が10秒とし数10cm程度の層間隔では移動自体は数秒で行えるので静止時間も確保できる。風波の周期は数秒であり、各層20秒間の測定で5～6波分が含まれる。25～50Hzのサンプリング速度では25項目で各項目あたりで0.5～1秒間隔の記録がとれる。以上を考慮し、鉛直分布の測定所要時間は（移動10秒＋測定20秒）×層数とした。すなわち、10～15層鉛直分布を5～7.5分で測定する。実際には、後処理に時間を要するので10～20分毎に1分布を測定した。水温や、水面付近の気温分布測定のため15個のサーミスタを自作し、流れや風を1層測定している間に温度鉛直分布を測定できるようにした。11月観測では水面付近で密な配置としたが、12月観測

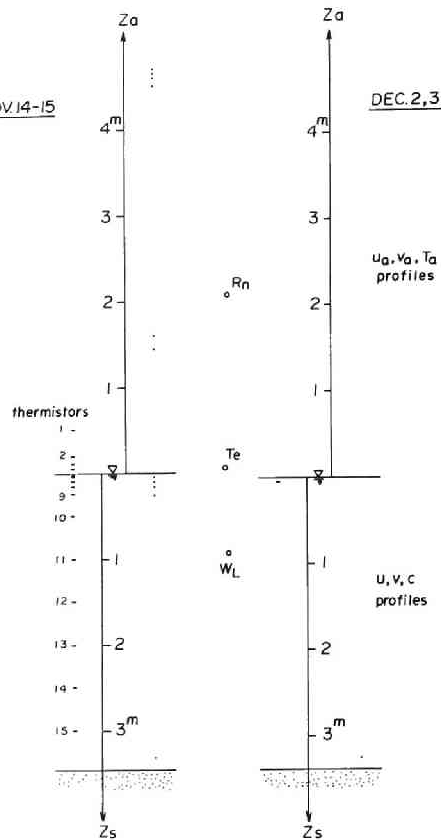


図2.48 観測機器の高度配置図

では等間隔（25cm）配置とした。ただし、気温は吸熱や水滴のため測定が困難であり、参考値にとどめた。その他、正味放射量、濁度、水位を測定した。本来の流速鉛直分布の他に、観測中に条件が変わる非定常性の問題や航行波、魚、気泡、ウインチの巻遅れ、電気的ノイズ等の各種の影響が含まれる可能性がある。各影響の分離評価は困難で一律に誤差として適当な平滑化を行う。

## （2）観測の概況

第1回観測 86/11/14～86/11/15 20分間隔、15層

図2.49に唐崎沖で実測した風速・気温（15層）・最表層水温（○）・平均水温（実線）と東岸・烏丸半島の風速、瀬田の気温・湿度（下棒付きの○および□）の変化を示す。ただし、唐崎の風は測定高度範囲（湖面上1.4～4.7m）の鉛直平均値である。烏丸・唐崎間では風向に若干ずれはあるが変化のパターンは似ており、風速差も10%程度である。

観測を開始した14日昼頃は北東風が吹いていたが次第に弱まり、日没後風向が1～2回南・北に転じ、20:00以降は南寄りの風に落着いた。最初は南東風であったが15日0:00頃に真南となり、

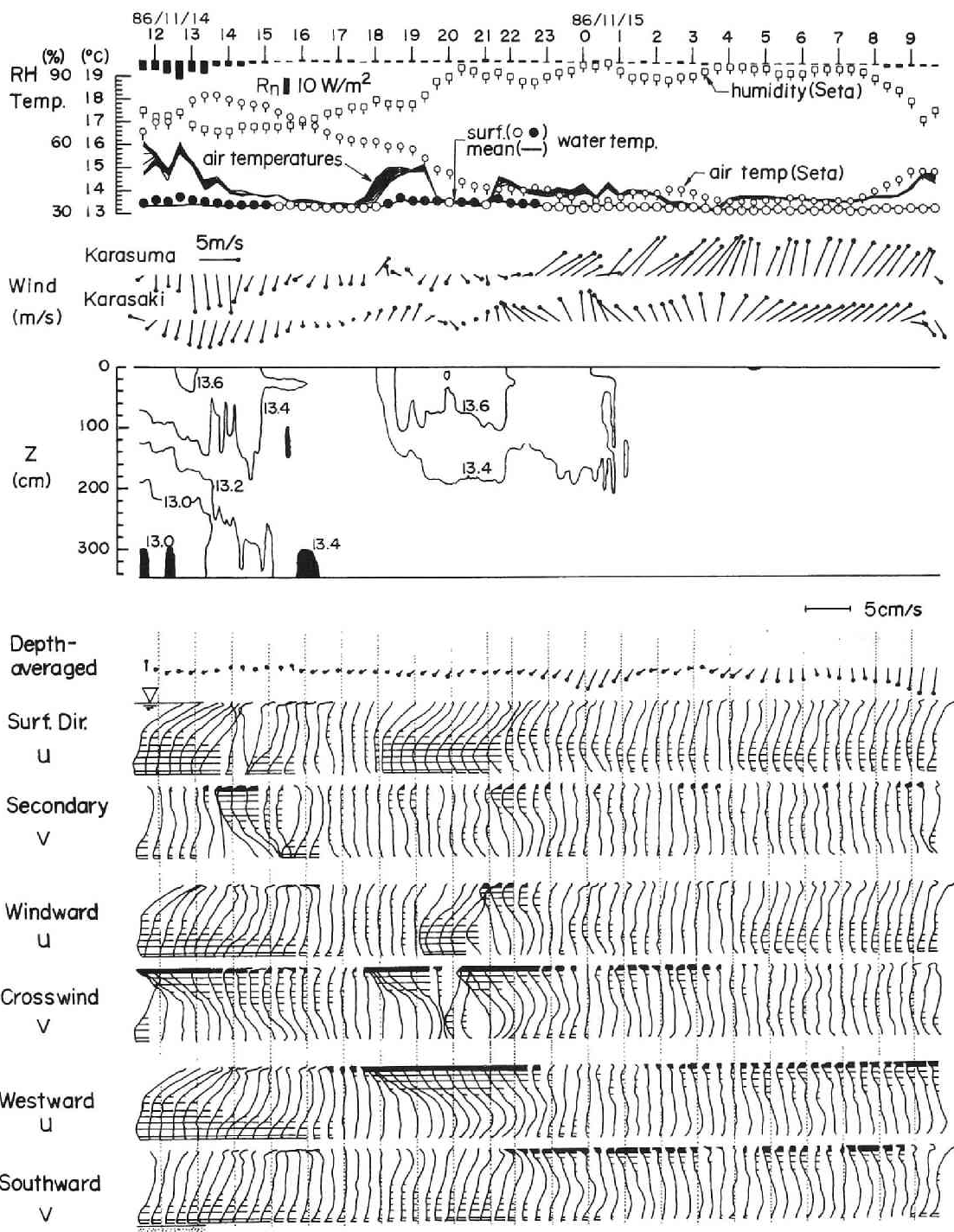


図2.49 気象条件・水温分布・流速分布（第1回観測）

最大風速は6 m/sを記録した。以後南西風に変化し4:00頃再び風速が6 m/sに達した。明け方には西南西の風に変化し朝まで4 m/s以上の風が持続した。朝9:40頃、風は大きく変化して北寄りに転じた。同時に観測を終了した。

平均風速が4 m/s以上であり気温が低いと湖水温は相当低下したと思われるが、水温に比べて気温が1～2℃高い上、風の強かった夜間には飽差が小さく、熱損失は小さかったと推測される。14日の18:00までは気温が瀬田よりも3～4℃低く、観測点湿度は早くから高かったと思われる。図2.49の中段は水温分布の変化であり、0.2℃毎の等温線で示す。14日の日射と18:00～20:00の風向変化に対応する気温上昇のため湖水が成層しているのがわかる。上段の表層水温では黒丸で表層水温が平均水温より高いことを示した。

流速分布の変化を下段に示す。各成分ともに層平滑および時間平滑（いずれも3点移動平均）を施した後、鉛直平均流を分離し偏差流分布として表示した。第1段は鉛直平均流速のベクトル表示（水平循環流と表面静振）で、第2、3段は流向系の流速分布、第4、5段は風向系のそれであって、これらについては以下で考察する。第6、7段が方位系の流速分布すなわち流速の東西、南北成分である。なお、横線のハッチは北向き及び東向きの流れを示す。最大の特徴は流速分布が顕著なときには成層がある点であって、次項の解析の方針がこれによって決定される。なお、観測台に屋根やネットをつけたため、観測ポールが台の風下になる西～西南西風の条件では水面近くの風が小さく評価されていることがわかった。

第2回観測 86/12/2, 86/12/3 10分間隔、11層

図2.50に気象条件を示す。記号等は11月の図と同じであるが琵琶湖大橋気温（上棒付き○）も示す。なお今回の風測定範囲は湖面上0.6～3.6mである。2日午後は約2 m/sの北東風が持続し、北風の少ない前回観測結果を補うことができた。3日午前は無風または南寄りの微風が断続的に吹く程度であったが、昼から北風に転じ、ゆつくりと強まって3 m/sに達した。両日とも好天に恵まれ、日射の影響で気温較差があったので安定及び不安定の条件で観測できたと思われたが、3日10:20頃、サーミスタを駆動する直流電源が切れ、以後の水温・気温・水位が欠測した。

2日は日没頃に気温が2～3℃低下し大橋・瀬田・唐崎の3地点、すなわち南湖一帯の気温が一様になったと思われる。この気温降下に伴い日中形成された成層が破壊される。状況は3日も似たものであったと推測される。すなわち、放射が正で風も強くなり基本的に熱流入であり午後には湖水は成層したと思われる。実際に10:00頃の水温分布表層には初期の成層が現れている。

流速分布は2日と3日の間に9時点分のダミーデータを加え、形式的に連続データとして示している。3日の鉛直平均流に現れている約60分周期の振動は全湖の第2モードの表面静振<sup>62)</sup>と考えられ、偏差流の分離が有効であった。2日は北東風の吹送流のようであるが、南北成分には直線的な部分がみえる。3日前半は静穏と思われたが、微弱ながら系統的な流れがある。午後は北東風の吹送流が強まっていく過程が明瞭である。

図2.49、2.50下段の流速分布の第6、7段に示す方位系では2成分流速分布を扱う必要があり、+x方向が風下となるように流速分布を回転変換した座標系（風向系）を調べる。第4、5段は主風（x）および二次風（y）方向流速分布であり、成層し流速の大きい部分で水面付近に-y



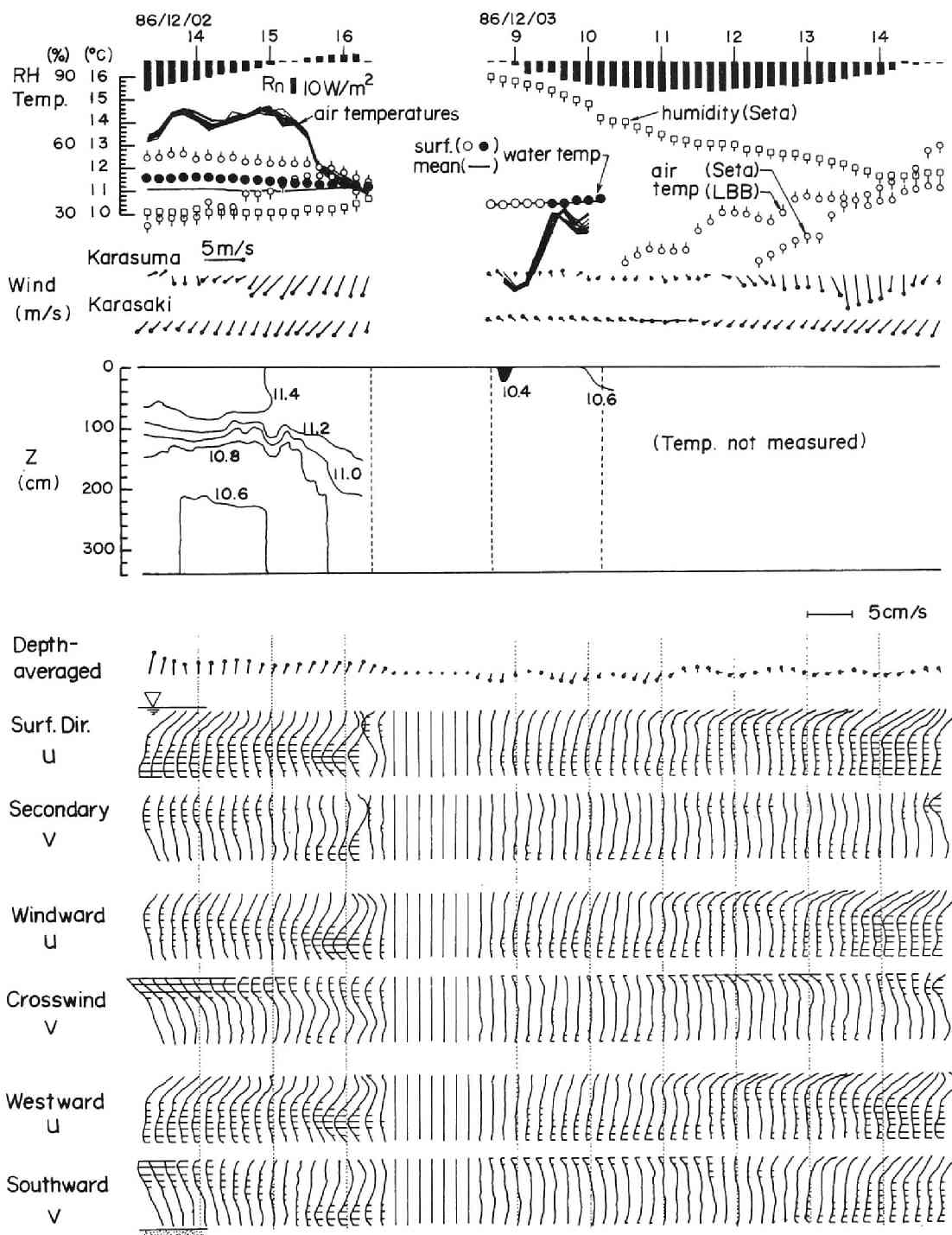


図2.50 気象条件・水温分布・流速分布（第2回観測）



(風下右手) 方向の流れが現れ、しかも、x方向の流れに近い大きさである。表層流が風向から平均20度ほど右偏するのが2回の観測とも系統的に認められた。これは風向・流速計の方位設定誤差としては過大であり、以後、自転の効果として検討する。

上記の偏向角は時間的に変化し、この段階では風向系の水面せん断力配分を表せなかったので+x方向が表層流速の向きになるように回転変換し、図2.49, 50では第2、3段に示した流向系の流速分布を考えた。全ての時刻についてではないが全体的に最も顕著な流速分布をx方向に抽出しており最も扱いやすい流速分布であった。以下、風向と流向がずれることを認め、断わらない限り、流向系の流速分布を用いる。一方、風速は西風に対する観測台の遮蔽効果以外は鉛直分布が顕著でなく、風速分布から摩擦速度を求めることは困難であった。これは、風速計の鉛直移動による分布測定という方法の問題というより、水面付近の状態を測定していないという高度範囲の問題と考えられる。

#### 2.4.3 吹送流における成層の効果

##### (1) 流速分布の検討

以上の考察の結果、流速分布に最も影響するのは水温成層であり、成層して流速の大きくなる場所で流れの偏向も顕著なことがわかった。以後、この観測事実に基づいて考察する。無次元シア関数(中立成層時の勾配に対する成層場の勾配の比)はMonin-Obukhov長 $L = u_*^3 / \kappa g' \omega_e$ を用いた無次元距離 $\zeta = z/L$ の関数である。ここに $\kappa = 0.4$ 、 $\omega_e$ は密度流連行速度、 $g'$ は有効重力加速度である。安定( $\zeta > 0$ )の場合、運動量と顕熱に関するシア関数 $\phi_m$ 、 $\phi_h$ は、

$$\phi_m = \phi_h = 1 + \alpha \zeta \quad (2.62a)$$

で表され、係数 $\alpha$ は7程度である<sup>37)</sup>。ただし、 $\zeta$ が増加しても $\phi$ が無限に増大するわけではなく、 $\phi_{max} = 6$ 程度の上限をもつ(対応する $\zeta = \zeta_c = 5/7$ )。一方、不安定( $\zeta < 0$ )な場合には

$$\begin{aligned} \phi_m &= (1 - \gamma \zeta)^{-1/4} \\ \phi_h &= (1 - \gamma \zeta)^{-1/2} \end{aligned} \quad (2.62b)$$

となり、 $\gamma = 16$ である<sup>52)</sup>。ただし、各係数は研究者毎に異なる。flux Richardson数 $\zeta$ と bulk Richardson数 $Ri_o$ は次式

$$\zeta = (\phi_m^2 / \phi_h) Ri_o \quad (2.63)$$

で変換される。

最初に水面付近の速度差を検討する。間隔固定の2点の速度差は速度勾配に比例する量であり、最表層と底面上150cm層の流速差 $S$ を、その水温差に相当する $g'$ から求めたRichardson数

$$\begin{aligned} Ri_o &= g' (z_2 - z_1) / S^2 \\ S &= \{ (u_2 - u_1)^2 + (v_2 - v_1)^2 \}^{1/2} \end{aligned} \quad (2.64)$$

で示したのが図2.51である。これを安定度に依存する関係と考え、 $0.1^\circ\text{C}$ 以下の水温差(サーミ

スタ精度) 相当の  $0 < g' < 0.01 \text{ cm/s}^2$  のデータを中立非成層 (○)、水温差  $0.6^\circ\text{C}$  以上に相当する  $g' > 0.06 \text{ cm/s}^2$  のデータを強い安定時 (●) とすると両データ群の縦距比 ( $\phi_m$  の近似値) は有意な安定度の範囲 ( $0.1 < Ri_o < 1$ ) で 6~7 程度になる。一方、不安定な場合は (2.63) より  $\phi = Ri_o$  であり、(2.62b) と同様の関係が認められる。第1回観測では成層破壊時のデータが  $Ri_o < 1$  に対応し、第2回観測 (左上棒付き) では風が弱く安定側 ( $Ri_o > 1$ ) に寄っている。

このように流速分布に安定度が関与し、対数則近似のみで摩擦速度を求めることはできないが、速度勾配の増加は大気の場合と同じシア関数で表現でき、流速分布は対数+直線則に従うことが推察された。図2.52は代表的流速分布であり、 $z$  は水面からの下向き距離、 $k_s$  は相当粗度である。成層がある場合 (●;  $g' > 0.01 \text{ cm/s}^2$ ) とない場合 (○) の流速分布はそれぞれ、対数+直線則と対数則に従う。ただし、12月3日の12:20、13:30のデータは水温欠測のため ○となっているが、前者と判定した。全体的な成層がない場合も水面下20~30cm付近まで不安定層になることが多い (図2.49、2.50表層水温参照)。風が強い11月14日23:20および翌4:40には風波の発達に対応して表層流速分布に一樣な部分がある。11月14日14:20の分布は風ピーク後の時間変化の激しい時点に相当し、成層破壊や流向変化の影響もあり考察が困難な流速分布の例である。12月3日10:10の流速分布は対数則の方が適当にみえるほど直線的であるが、その時間帯の風速から考えると  $u_*$  を大きくとれなかった。

ここに示した流速分布のパラメータについては、気流と異なって水面速度が無視できないため流速分布は摩擦速度  $u_*$ 、粗度高さ  $z_0$  ( $k_s$ ) に加え、表面流速  $U_s$  という3つのパラメータをもつ。これらを合理的に決めるため (2) で若干の考察をした後、実際に全流速分布を整理する。なお、各観測時の平均水位からの水位変動は  $\pm 2 \text{ cm}$  の範囲であり、これも考慮に入れたが、摩擦速度  $u_*$  の計算にはそれほど敏感でないと判断された。

## (2) 摩擦速度と表面流速および粗度高さ

表面せん断力  $\tau_0$  を与える風の抗力係数  $C_D$  は、空気の密度  $\rho_a$  と湖面上10mの風速  $W_{10}$  を用いて

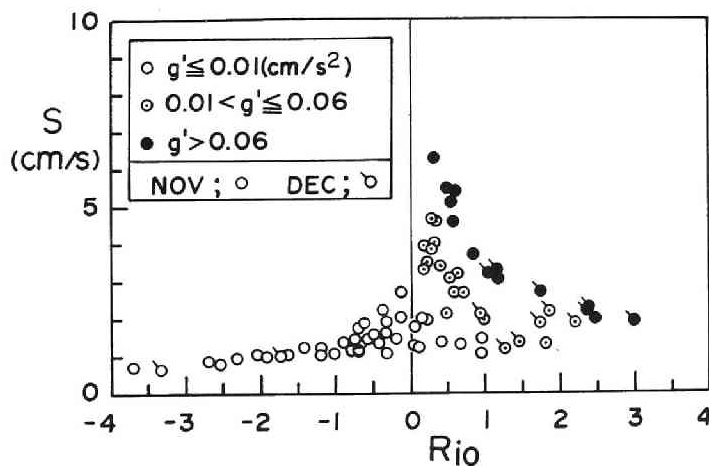


図2.51 安定度と流速差の関係

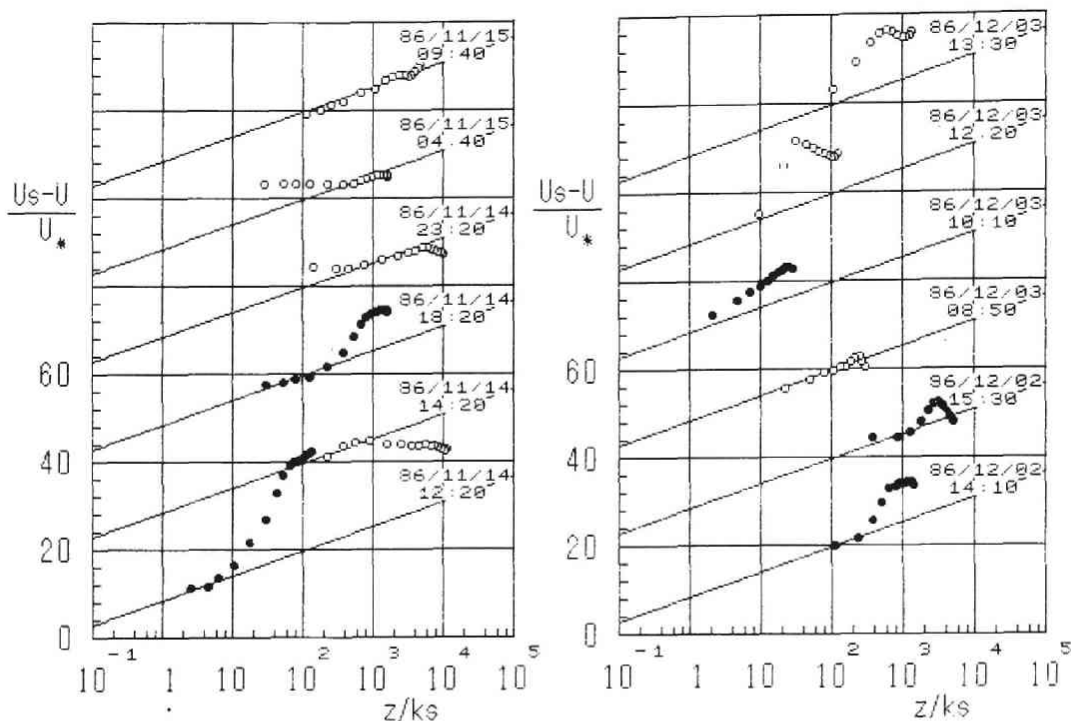


図2.52 代表的な流速分布

$$\tau_s = \rho_a C_D W_{10}^2 \quad (2.65)$$

と書けるが、風速 5 m/s 以下の範囲も含む公式として、Kondo<sup>49)</sup> による次式

$$\begin{aligned} C_D &= 1.08 \times 10^{-3} W_{10}^{-0.15} & 0.3 \leq W_{10} \leq 2.2 \\ C_D &= (0.771 + 0.0858 W_{10}) \times 10^{-3} & 2.2 \leq W_{10} \leq 5.0 \\ C_D &= (0.867 + 0.0667 W_{10}) \times 10^{-3} & 5.0 \leq W_{10} \leq 8.0 \end{aligned} \quad (2.66)$$

を用いれば摩擦速度は風速の 0.9 または 1.5 乗の関数である。風の粗度高さを  $z_{0s} = 10^{-3} \sim 10^{-7} \text{ m}$  とすると  $W_{10}$  は水面上 4 m (平均測定高度) の風速の 1.05 ~ 1.11 倍の範囲であり、高度差がそれほど重要でなく、(2.66) は平均的な  $C_D$  の評価を与えることがわかった。

2.3 節と同様に反流最大値の深さ  $h_r$  層の平均速度欠損  $u_r (= u_s - u)$  を用いて、

$$\tau_s = \frac{1}{2} \rho f_s u_r^2 \quad (2.67)$$

水面応力  $\tau_s$  を表す。  $h_r$  を水深  $h$  にとると、  $u_r$  は表面流速と平均流速の差であり、この偏差流分布について平均流速はゼロであるから  $u_r = u_s$  である。2.3.4 より、流速・風速比は

$$U_r/W = 0.049 (C_D/f_s)^{1/2} \quad (2.68)$$

となる。以下、 $W_{10}$ は $W$ と示す。表面流速は現地で何度か測定を試みたが、ばらつきが大きく、使用できる資料とならなかった。しかし、この整理には各時点の値が必要であり、風速表示を考える。Plate<sup>45)</sup>の表面流速は1/8乗則に従い、滑面範囲と考える。文献の図より上式の比は

$$U_s/W = 0.0085 Re^{1/8}, \quad Re = U_s h / \nu \quad (2.69)$$

で近似できるから表面流速は

$$U_s = 0.0043 W^{8/7} (h/\nu)^{1/7} \quad (2.70)$$

で与えられる。 $h = 340\text{cm}$ ,  $\nu = 0.012\text{cm}^2/\text{s}$ とすれば

$$U_s = 0.019 W^{8/7} \quad (\text{c. g. s.}) \quad (2.71)$$

となり、 $W > 46\text{cm/s}$ では風速の3.3%より大きくなるが、 $W = 600\text{cm/s}$ でも4.7%と妥当な範囲にとどまる。定常状態の評価であって非定常な現地の風の下でどの程度実現されるか不明であるが、水面状態が風によく応答すると考え、 $U_*$ を(2.66)、 $U_s$ を(2.71)で、それぞれ計算し、相当粗度 $k_s$ から $z_0$ を求めた。結果を図2.53に示す。●は粗面則より求めた $U_*$ 、 $U_s$ と $z_0$ の推定値で個々の分布について(2.66)、(2.71)の値を若干修正した。ただし、風速の大きい場合は(2.71)で適合させると $z_0$ や抵抗係数 $f_s (\propto 2(U_*/U_s)^2)$ が過小になり、この場合は風速の3.3%則を用いた。

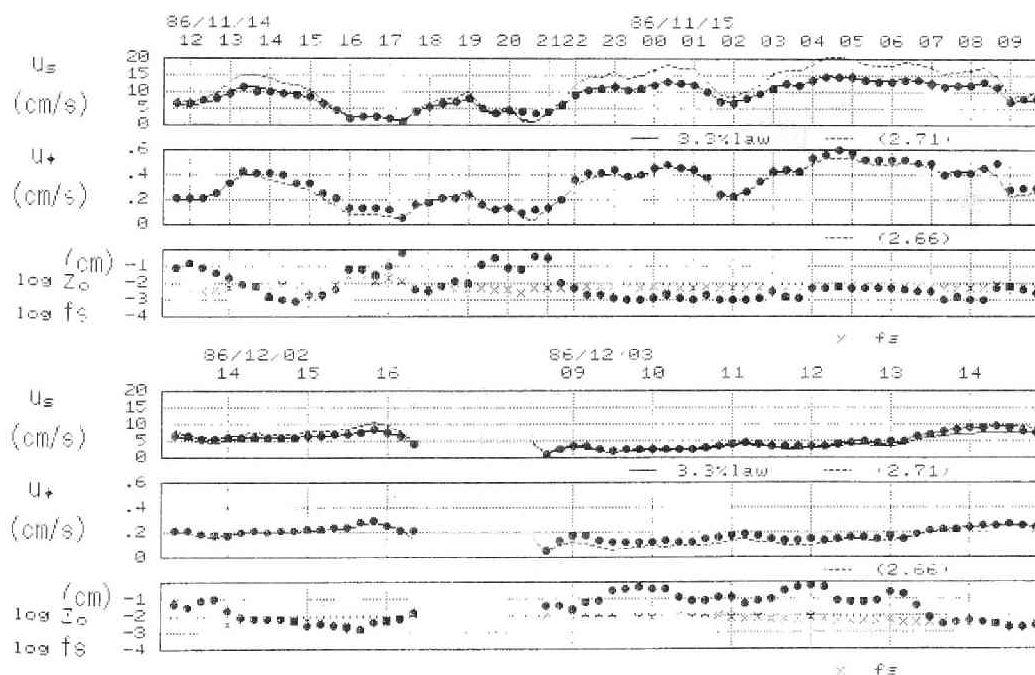


図2.53 粗面則から推定した $U_*$ 、 $U_s$ および $z_0$

2.3節の(2.49b)で空気側の粗度高さ $z_{0a}$ のCharnock関係を流れの $k_s$ に換算しうる。図2.54はこの関係をみたものであり、 $k_s$ が $u_*$ の-4乗で減少する傾向は粘性底層が消える過程と思われる。なお、本観測では得られていないが、 $k_s$ が $u_*^2/g$ に比例する領域は水側の完全粗面と考えられ、オーダー的にはCharnock式に接続している。粗滑遷移が $u_* = 1 \text{ cm/s}$  (対応する風速は約7 m/s)で始まるとすると、(2.49a)式より、このときの $z_0 = 0.008 \text{ cm}$ 程度である。安定成層時 (●;  $g' > 0.01 \text{ cm/s}^2$ ) に $k_s$ が大きいかどうかは明確でないが、全体的な $g'$ のみで判定し難いことも一因である。例えば第1回観測23:00前後 (図2.49) は全体的に安定成層であるが水面付近に不安定層があるため水面現象としては非成層時の挙動をしていると考えられる。

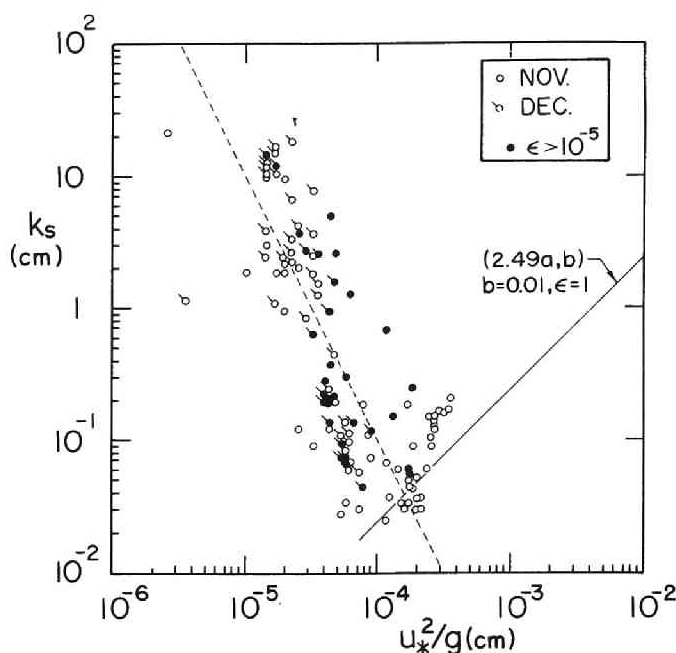


図2.54 相当粗度 $k_s$ と $u_*^2/g$ の関係

図2.55は水面抵抗係数 $f_s$ の実測値を示し、2.3節の水面抵抗則による評価とかなり一致する。ただし、 $u_r = 0.7 u_s$ 、 $h_r = h$ とした。成層時 (●;  $g' > 0.01 \text{ cm/s}^2$ ) の $f_s$ は概して小さく、一方、11月の $Re > 10^5$ のデータでは粗面化の傾向がある。なお、 $f_s$ が $10^{-2}$ を超えるデータは、図2.53でみると、いずれも弱風時のデータであり、 $u_s$ 、 $u_*$ ともに推定の困難なものである。

#### 2.4.4 水温・濁度の鉛直拡散

##### (1) 成層による渦動拡散係数の変化

水温・濁度の時間変化から求めた渦動拡散係数の変動とその鉛直分布を検討し、安定度の関数とみなせる渦動粘性係数の特性を用い流速分布の検討を行う。水温欠測のない第1回観測結果を用いるが、拡散係数の解析には、ある程度の平均化が必要であり、時間帯毎の風速・摩擦速度・成層状態を表2.5に示す。なお、小さい逆成層は除去してから解析を行った。

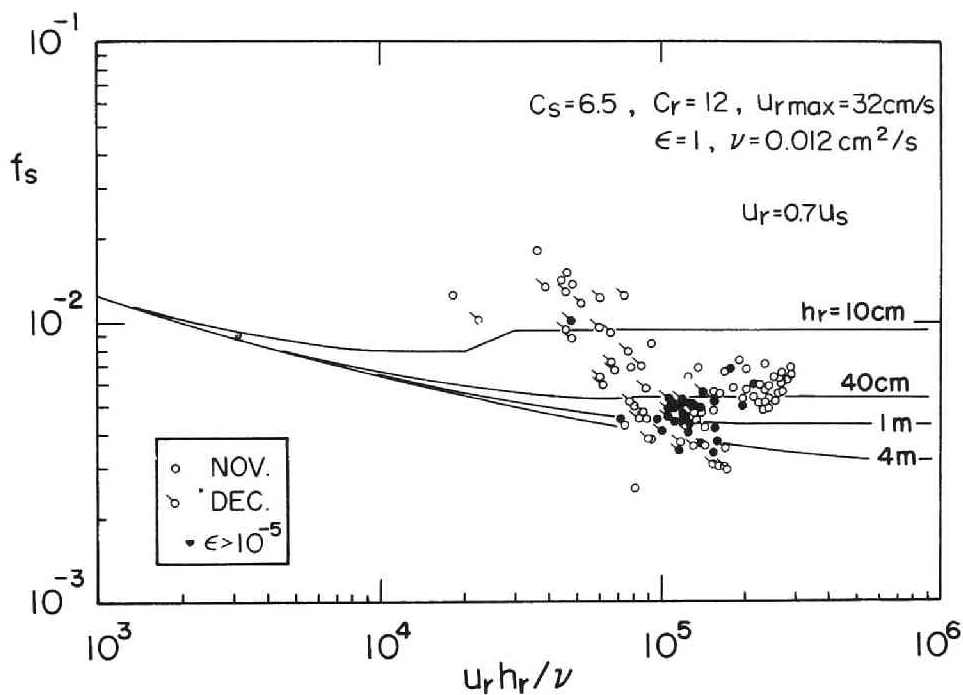


図2.55 水面抵抗則と実測抵抗係数

表2.5 時間帯毎の吹送流の条件

	時間帯	風速	摩擦速度	成層状態	期間 (図2.58)
86/11/14	11:30~15:00	2.7 m/s	0.32 cm/s	有 (消滅過程)	1
86/11/14	15:20~18:40	1.2	0.16	無 (最後に形成)	1
86/11/14	19:00~22:40	1.7	0.22	有 (弱いが持続)	2
86/11/15	23:00~2:20	3.2	0.38	無 (最初のみ)	2
86/11/15	2:40~6:00	4.0	0.50	無	3
86/11/15	6:20~9:40	3.4	0.42	無	3

図2.56(a)は唐崎地点の水温・濁度の拡散係数 $K_v$ を浮力振動数 $N$ で示す。Jassby・Powell<sup>53)</sup>は深水湖における変温層以深の水温拡散係数が $N$ に反比例する結果を示したが、浅水湖のデータは上部混合層の値も含み、 $N^2 = (g/\rho)(d\rho/dz)$ に反比例するようである。水平拡散等の影響かと思われるが、濁度拡散係数は水温拡散係数より大きい。しかし、この図からは平均的に、

$$K_v = 1.0 \times 10^{-4} N^{-2} \quad (2.72)$$

のような関係となった。Kullenberg<sup>54)</sup>に従い、風速 $W$ と流速勾配を用いて図2.56(b)のように整理すると、文献<sup>54)</sup>の変数範囲(横軸が $10^6$ 以上)では、提案されている式

$$K_v = 8.9 \times 10^{-8} W^2 N^{-2} |dq/dz| \quad (2.73)$$

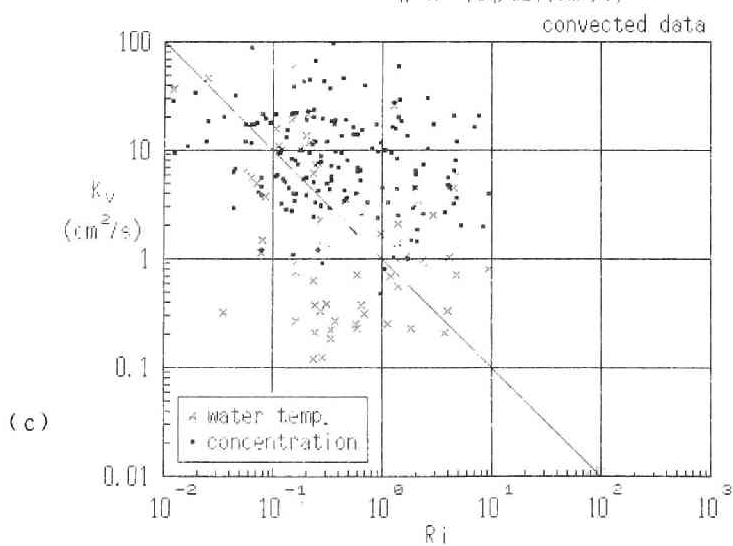
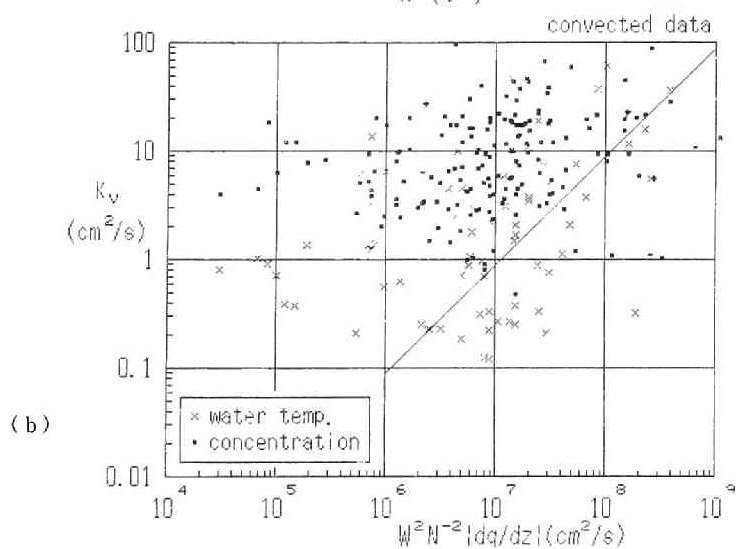
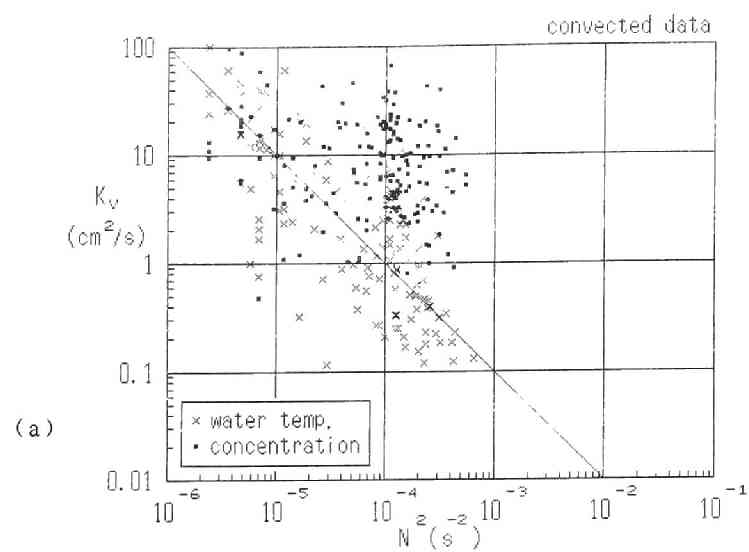


図2.56  $K_v$ と成層指標

と同程度となる。ただし、 $q = (u^2 + v^2)^{1/2}$ は水平流速絶対値である。さらにRichardson数 $Ri = N^2 / (dq/dz)^2$ を用いた図2.56(c)では、

$$K_v = Ri^{-1} \quad (2.74)$$

となり、連行係数と同様、 $Ri$ に反比例する傾向を示す。(2.72)と(2.74)式より平均的な流速勾配は $10^{-2}(\text{s}^{-1})$ 程度と小さいことがわかる。

水温は時間変化の絶対値が小さく、水面付近では対流等の影響でばらつく。一方、濁度は沈降のためにフラックスの符号は安定し、水温の場合に比べて正の拡散係数を得る割合が高く、拡散係数も若干大きい。ここでは、2.4.1の結果から沈降速度を $w_s = 0.01 \text{ cm/s}$ としたが、結果は $w_s$ の評価により変化する。しかし、以上の図はいずれも渦動拡散係数が $N^2$ に反比例する結果であり、渦動粘性係数が成層強化に伴って減少し、動粘性係数の10倍程度にまで小さくなることを示す。図2.56では流速と水温がともに測定された層のみについて示したが、密度勾配の影響が卓越することから、図2.56(a)に相当する図を全水温測定層について示すと図2.57のようになり、2.56(a)図の傾向がさらに明瞭に認められる。

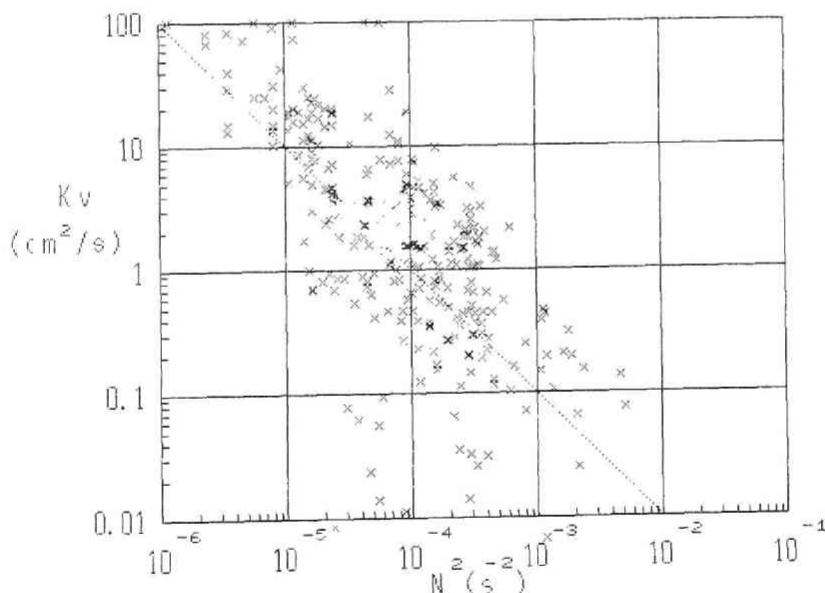


図2.57  $K_v$ と浮力振動数の関係



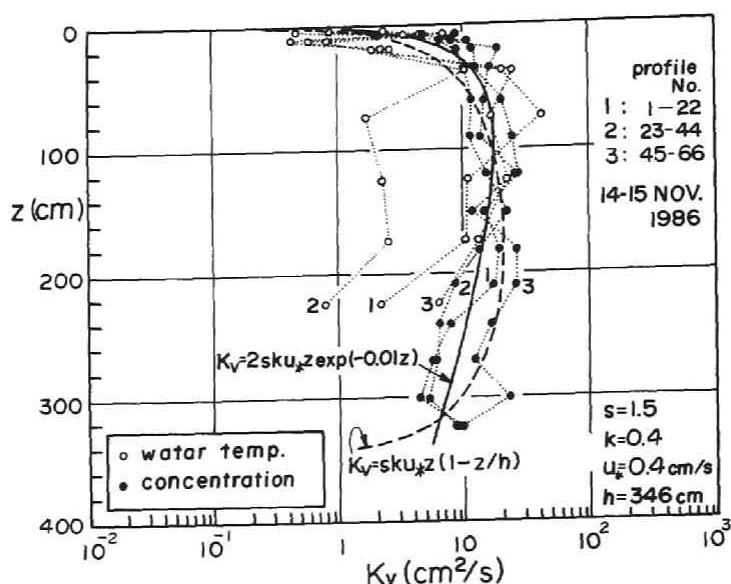


図2.58  $K_v$ の鉛直分布

## (2) 渦動粘性係数の鉛直分布

図2.58は、表2.5の観測期間(22鉛直分布、約6時間)毎の平均的な拡散係数分布である。鉛直分布の傾向をより明瞭にするため先述したように小さい逆成層は除去している。非成層時は開水路と同様の放物線分布とみなせるが、浮遊砂を考慮して $s$ の補正をし、

$$K_v = s \kappa u_* z (1 - z/h) \quad (2.75)$$

と比較した。ここに、 $u_*$ は水面の摩擦速度、 $z$ は水面からの下向き距離、 $h$ は水深である。図より $s=1.5$ を得る。しかし、(2.75)式では $K_v$ が $z$ に伴って若干減衰するという実測値の傾向を十分に表現できない。海洋での成果<sup>55)</sup>を参考に

$$K_v = s \gamma_1 \kappa u_* z \exp(-\gamma_2 z) \quad (2.76)$$

と近似すると、 $\gamma_1=2$ 、 $\gamma_2=0.01(\text{cm}^{-1})$ を得る。

中立時の渦動粘性係数の分布は(2.75)で $s=1$ とし、

$$K_{vN} = \kappa u_* z (1 - z/h) \quad (2.77)$$

と考えた。(2.76)式で表される深さに伴う $K_v$ の減衰には、観測期間前半部の水温成層(表2.5)と浮遊砂濃度分布による安定効果( $K_v$ を減じる)も含まれると思われるが、成層時の $K_v$ は中立時より1オーダー小さく、図のように単純に時間平均した場合の影響は小さいと考えられる。次項

の海洋理論で用いられる、深度とともに減衰する応力 ( $u_*$ ) の表現とみなして、指数項を残せば (2.76) 式はつぎのように書ける。

$$u_{vN} = \kappa u_* z^{-1} \exp(-\gamma_2 z) \quad (2.78)$$

また、鉛直平均の拡散係数は吹送流の鉛直平均粘性係数<sup>8)</sup>

$$u_{vm} = 0.043 u_* h \quad (2.79)$$

や 2.3.4 (2) の評価と同じ程度である。

安定成層の効果は中立時の  $u_{vN}$  を基本として、 $R_i$  の関数

$$u_v = u_{vN} (1 + r R_i)^{-m} \quad (2.80)$$

で表す。(2.74) を参考にすれば  $r = 1$ 、 $m = 1$  程度と考えられる。1～2℃程度の成層は吹送流流速範囲で  $R_i = 0.1 \sim 1$  の範囲を含み、成層効果が重要で拡散・粘性係数比も大きく変わる領域に相当し、吹送流の鉛直分布に強く影響する。

上記の渦動粘性分布を用いた流速分布の計算を試みた<sup>56)</sup>。中立時の渦動粘性分布に対し数値粘性を除去すれば非成層の吹送流が計算される。一方、数値粘性を除去しなければ中立条件でも成層した吹送流が計算されてしまう。これより安定成層時には対流（例えば、並列らせん流）による鉛直方向の輸送過程が重要と推察された。渦動粘性係数の安定度表示に加えて数値粘性を与えた場合の方が、成層した吹送流の観測値とより合致する計算結果が得られた。しかし、数値的問題が発生すると結果の解釈に注意を要する。ここでは、これらの煩雑さを避けるため解析解を用いて考察する。

#### 2.4.5 湖流の偏向と鉛直混合

##### (1) 深水・浅水湖の領域区分

深海理論<sup>57)</sup> に  $h$  を導入するため、惑星境界層の厚さ  $p = u_* \eta_* / f$  に対する水深  $h$  の比を

$$\theta = h/p = f h / u_* \eta_* = \gamma f h^2 / u_v = \gamma E_v^{-1} \quad (2.81)$$

$$u_v = \gamma \eta u_* h, \quad \gamma = O(10^{-2}), \quad \eta = \eta(\eta_*) \quad (2.82)$$

$$\eta_* = (1 + 0.25 R_*)^{-1/2}, \quad R_* = u_* / f L$$

とする。ここに、 $R_*$  は表面 Rossby 数である。 $\gamma$  はオーダーのみ示したが、吹送流では、例えば 0.043 程度である。2つの極端な場合が考えられる。第1は、弱風で成層が維持される条件で、 $u_* = O(10^{-1} \text{ cm/s})$ 、 $\eta_* = O(10^{-1})$  では

$$\theta = f h / u_* \eta_* = O(10^{-4} \cdot 10^2 / 10^{-1} \cdot 10^{-1}) = O(1) \quad (2.83)$$

となり、境界層を包含する水深があるという意味で深水条件といえる。このとき、(2.81) より、 $E_v = O(10^{-2})$  である。第2は、強風で成層が破壊されて中立となる条件であり、 $u_* = O(1 \text{ cm/s})$ 、

$\eta_* = 1$  とすると

$$\theta = f h / u_* \eta_* = O(10^{-4} \cdot 10^2 / 1 \cdot 1) = O(10^{-2}) \quad (2.84)$$

となる。この浅水条件で  $Ev = O(1)$  である。対数+直線則を支配するという意味で重要な長さは Monin-Obukhov 長  $L$  である。定数  $n = 0.05$ 、 $R_c = 0.2^{57)}$  を用いて

$$M = n u_* / f L R_c = 0.25 R_* \quad (2.85)$$

と書くと、 $\eta_* = (1 + M)^{-1/2}$  であるから

$$\begin{aligned} p/L &= u_* \eta_* / f L = u_* / f L (1 + M)^{-1/2} \\ &= 4 M (1 + M)^{-1/2} \end{aligned} \quad (2.86)$$

となる。中立時  $M = 0$  で  $p \ll L$ 、成層時  $M > 1$  で  $p > L$  である。すなわち、

- (a) 弱風・成層・深水条件では  $L < p \approx h$
- (b) 強風・中立・浅水条件では  $h < p \ll L$

となる。上記の区分を  $u_*$  としで図2.59に示す。 $R_*$ の等値線と斜交する直線は  $f = 10^{-4} (s^{-1})$  としてオーダー評価を結んだ  $u_*^3 = f L$  の線 (c) であり、これに沿っては浮力フラックスが一定の状態を示す。(a)は深水、(b)は浅水条件域を表し、 $L = h$  を境に深水から浅水域に移る。

(a)の条件における McPhee<sup>57)</sup>の流速分布は図2.60の profile 4 のような顕著なスパイラルとなり、応力の回転と減衰が十分発現し湖底付近の流れは弱い。一方、(b)の条件ではスパイラルが無視でき、解は図2.60の profile 1 のように非回転系の対数則に近いものになる。

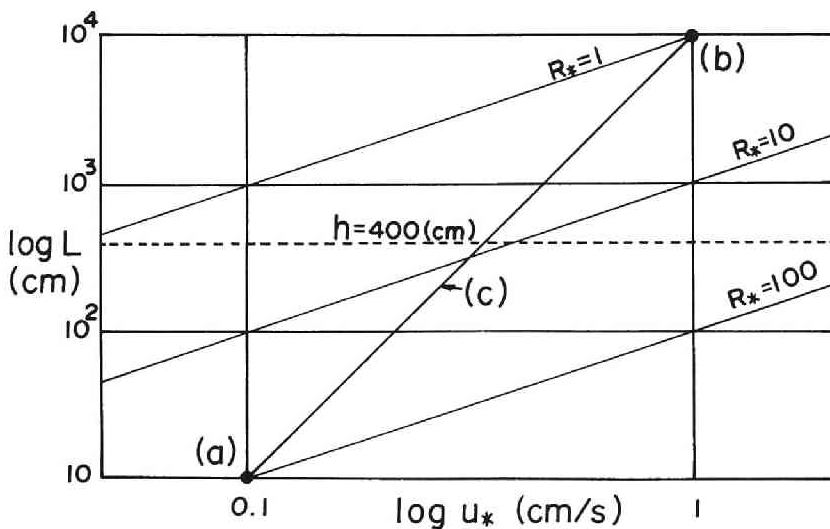


図2.59 表面Rossby数の領域区分

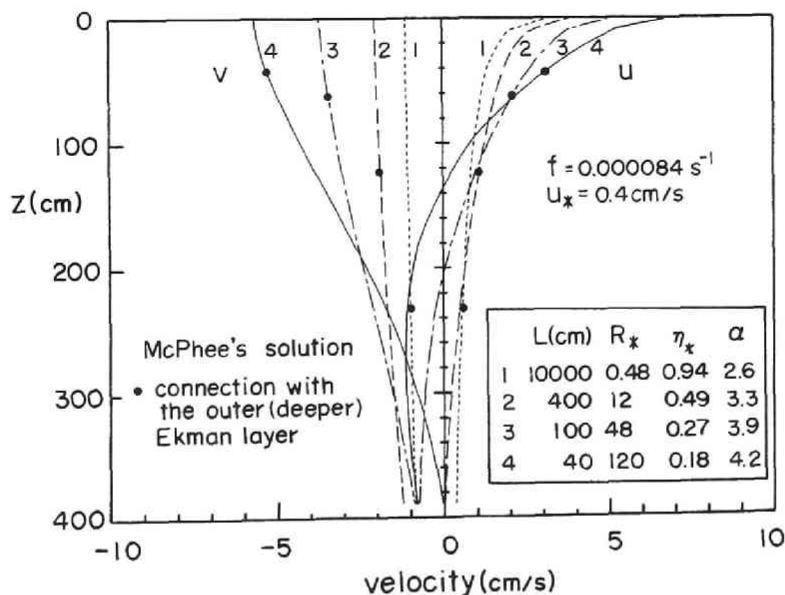


図2.60 深水および浅水条件の流速分布

ところで、 $L$ を連行速度 $w_e$ で書けば

$$R_k = \kappa g' (w_e / f) / u_*^2 \quad (2.87)$$

となり、 $(w_e / f)$ は慣性時間 $f^{-1}$ に期待される連行の距離を表し、 $R_k$ はこの鉛直移流距離に基づくRichardson数であるから小さいほど不安定な性質をもつ。さらに、鉛直Rossby数 $w_e / f h$ は水深との比（混合し易さ）を表す。

深水から浅水条件の遷移は $h / p = O(10^{-1})$ で起こる。この状態では、解をEkman解に接続する深さ $z / (u_* \eta_k / f) = 0.05$  ( $= n$ ) が水深に比べて無視できず、境界層内で対数、直線、放物線の項により速度が増大する。 $L \approx h$ で物理的にも成層が速度差を増大させる領域である。

## (2) 成層破壊過程と領域の遷移

吹送流観測ではフラックス測定を行っておらず、 $L$ の評価はシア関数 $\phi_m = (du/dz) \kappa z / u_*$ を用いて間接的に行った。すなわち、(2.62a)のシア関数に観測値をあてはめ適合する $L$ を求めた。安定成層時の流速分布について示すと図2.61のようになる。なお、観測値については、水面下の距離を $z > 0$ とし、 $z / L > 5/7$ のデータも除外した。

水面近傍に出現する不安定層の観測値を(2.62b)式を適合させて負の $L$ 値を得ることもできた。しかし、この場合 $L$ の絶対値は小さく $R_k$  ( $< 0$ ) の値は散乱する。ここでは水深全体での分布形

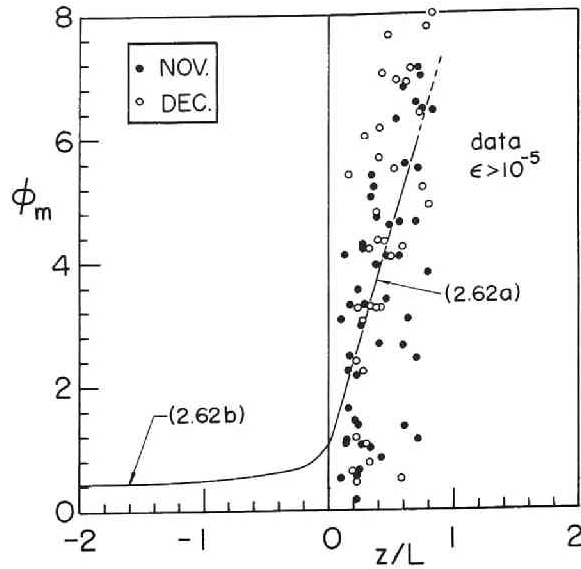


図2. 61 シア関数を用いたLの検討

を重視し、局所的な不安定状態は無視して正の大きな $L$ を与えて $R_* > 0$ に限定した。

顕著な成層がみられるときは $L = 10 \sim 100$  (cm)、 $R_* = 10 \sim 100$ である。一方、 $L = 10^4$  (cm)以上になると $R_* = 1/(10^{-4} \cdot 10^4) = 1$ である。これらの条件では(2.84)、(2.85)より $p = 50 \sim 200$  cmおよび $10^4$  cmであり、 $h/p = 2 \sim 4$ および $0.04$ である。すなわち、深水条件では $R_* = 10 \sim 100$ 、浅水条件は $R_* = 1$ であり、こうした表面Rossby数の広範な動きは主に $L$ の変動による。成層指標として

$$(g/\rho_0) \sum_{i=b}^s (\rho_b - \rho_i) d_i = B \quad (2.88)$$

をとり、 $R_* = B/u_*^2$ を定義する。ただし、 $d_i$ は観測層厚、添字 $i$ 、 $b$ 、 $s$ は第 $i$ 層、底および表層を示す。図2.62は第1回観測における表面Rossby数 $R_*$ の時系列であり、推定した $L$ 、成層指標 $B$ および $R_*$ とともに示す。日中および夜間の2回の成層に対応した $B$ の極大が現れ、成層期間には $B$ 、 $R_*$ ともに安定するが、風速( $u_*$ )の増加に伴って $R_*$ が低下、 $B$ が減少する。 $B$ の減少と $L$ の増大はよく対応し、 $L$ は成層化に伴い小さい値をとる。前述のように不安定( $B < 0$ )の場合も $L > 0$ としているので $L > h$ のときは単に対数則近似と考える。なお、中段は風速、表層全流速(風下を図の上向きとする)および表層二次流成分(風下をみて右向きを正)を示す。

第1回観測では風向変化も相当激しく、成層時に偏向が大きいのは確かであるが、直ちに自転効果と断定できない。これに対し、風向が比較的安定していた12月の観測における表面Rossby数の時系列を図2.63に示す。 $\nu = 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$ のオーダーまで下がると鉛直Ekman数は $O(10^{-3})$ であり、確かに自転が効果的となる範囲である。図2.64は風向に対して流れが右偏している表層データに

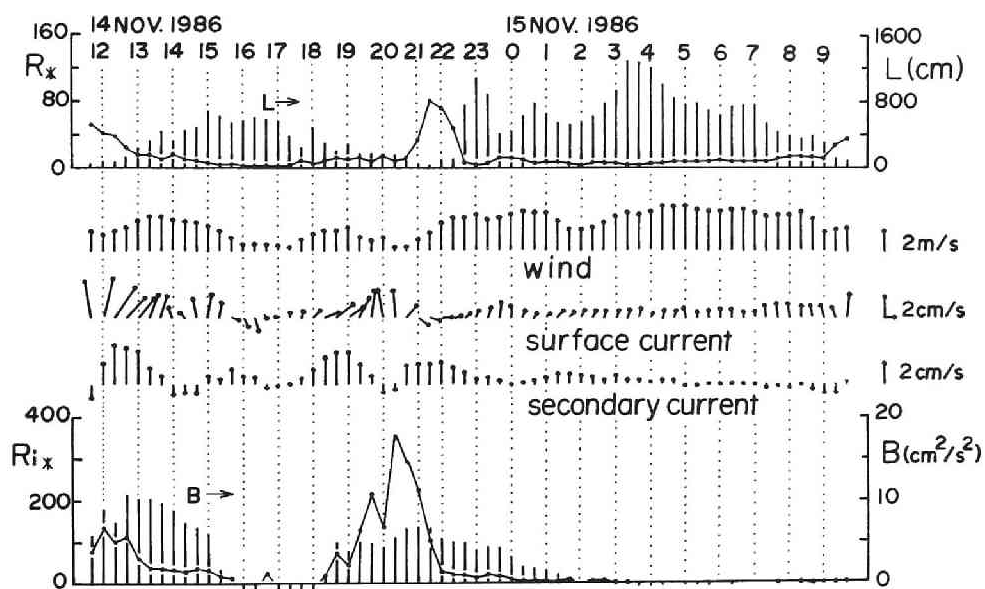


図2. 62 Rossby数の時系列 (第1回観測)

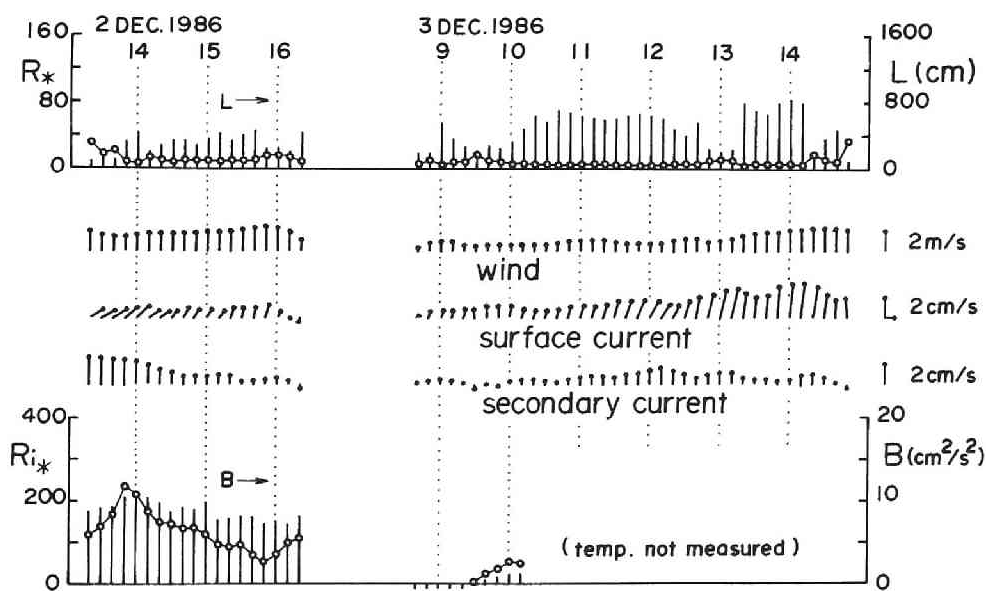


図2. 63 Rossby数の時系列 (第2回観測)

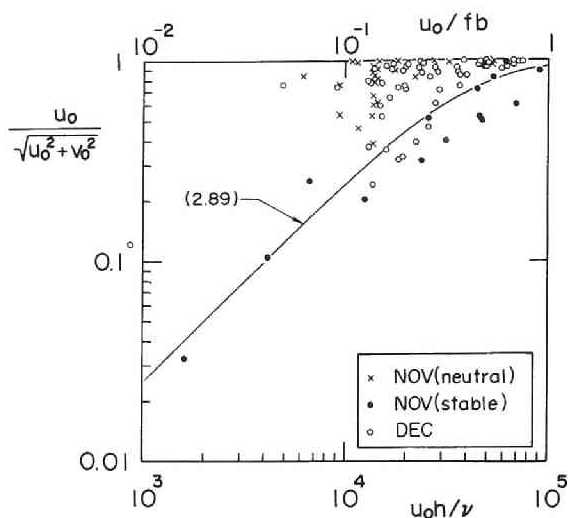


図2.64 主流の相対強度

限り、全流速と風向成分  $u_0$  の比を琵琶湖大橋断面における下層密度流観測で得た経験的関係<sup>58)</sup> (前出の(1.55)、(1.56)より得られる) 関係で示す。成層時には右偏が顕著になり、偏向特性が密度流の場合とほぼ同一であることがわかった。図中の曲線は

$$u_0 / (u_0^2 + v_0^2)^{1/2} = 1 / (1 + A^2 R_0^{-2})^{1/2} \quad (2.89)$$

を示し、後述の密度流に適合する  $A = 0.2$  に対するものである。ここに、 $R_0 = u_0 / f b$  はRossby数であるが、幅  $b$  が捉えにくい量であるため図では概略の換算で  $Re = u_0 h / \nu$  ( $\nu$ : 動粘性係数) も示す。 $A = h / 9 \kappa \beta b$  (ただし、 $\nu_m = \beta u_* h$ ) であるから、 $\kappa = 0.4$ 、 $h = 4 \text{ m}$ 、 $b = 400 \text{ m}$  とすると  $A = 0.2$  に対応する  $\beta = 0.014$  となり、表層の平均的な渦動粘性係数のオーダーを与える。

$B$  と鉛直最大水温差に基づく  $g'_{\max}$  で上層厚  $d$  を評価し、その時間的な変化率から連行速度  $\omega_e$  を推定した。ただし、前後の  $B$  がともに正の場合に限る。図2.65は  $\omega_e / u_*$  を  $R_* = B / u_*^2$  で示したもので、実線はKato・Phillips<sup>38)</sup> の実験式

$$\omega_e / u_* = 2.5 \rho_0 u_*^2 / g' \Delta \rho d \quad (2.90)$$

を表し、 $\Delta \rho$  は最大密度差、 $d$  は上部混合層厚さを示す。Monin-Obukhov長の定義  $L = u_*^3 / \kappa g' \omega_e$  より

$$\omega_e / u_* = (1 / \kappa) u_*^2 / g' L \quad (2.91)$$

となるが、 $d = L$  とすれば両者は同一となる(2.3節)。

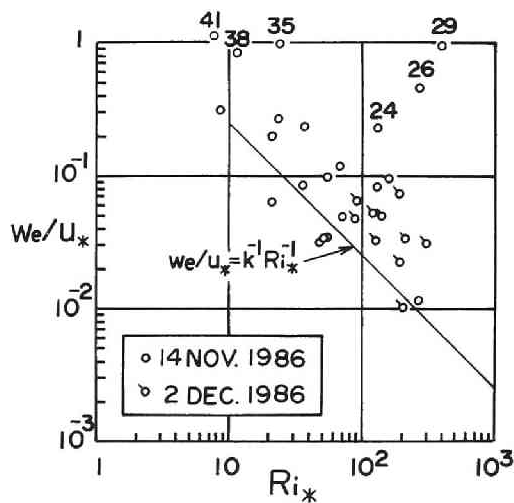


図2.65 連行係数

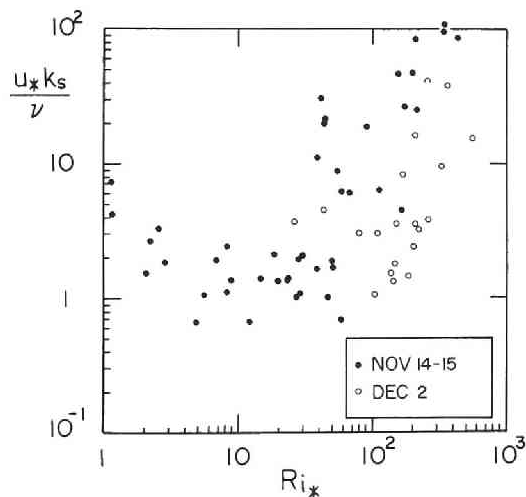


図2.66 粗度Reynolds数

$z_0$ あるいは $k_s$ は上層厚 $d$ に関係が深いと考え、粗度Reynolds数 $u_*k_s/\nu$ と $R_{i*}$ の関係を求めると、図2.66のようになる。 $R_{i*} > 10$ では、 $R_{i*}$ あるいは $R_{*}$ とともに $k_s$ が大きくなる。この観測はほぼ滑面範囲にあり、 $R_{*}$ の大きな深水条件すなわち水深と無関係な現象であることと一致する。平均的に

$$u_*k_s/\nu = 3.3 \quad R_{i*} < 10 \quad (2.92)$$

$$u_*k_s/\nu = 10^{-3} R_{i*}^2 \quad R_{i*} > 10 \quad (2.93)$$

の関係があり、(2.93)は

$$u_*^4 k_s / g^2 = 10^{-3} \varepsilon^2 \delta^2 \nu / u_* \quad (2.94)$$

となる。観測の $\varepsilon = 10^{-5} \sim 10^{-4}$ 、 $\delta = 10^2 \text{ cm}$ 、 $u_* = 0.4 \text{ cm/s}$ を与えると、 $u_*^4 k_s / g^2 = 10^{-9}$ となり、図2.54の関係にもどる。一方、(2.92)の右辺が $\varepsilon g k_s / u_*^2$ の一定値とみると $K = u_*^3 / \varepsilon g \nu = 1$ となる。この時点（中立状態）では $\varepsilon = 1$ として、 $u_* = 2.1 \text{ cm/s}$ となり、前節(2.34a, b)式の評価に近い値が得られる。

### (3) 湖流の抵抗と偏向特性

図2.62および図2.63で表層での偏向が顕著な部分を選び、その流速鉛直分布を図2.67に示す。いずれも1時間平均で、風向成分 $u/u_*$ を点線、直交成分 $v/u_*$ を実線で示す。各成分の表層値を流速係数および二次流強度とみなせば、それぞれ8および-12の程度であり、主流（風向成分）



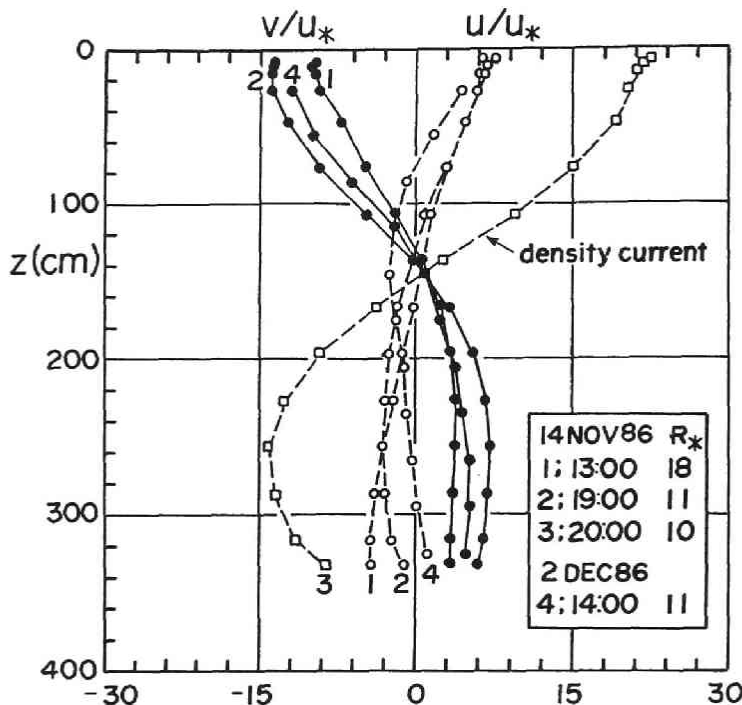


図2.67 偏向が顕著な代表的流速分布

の抵抗係数は増大することになる。これは、回転効果の増大とともに二次流が強化され、主流の抵抗が増加するというRossby数相似則の傾向に従っており、1.4節の水理実験で得た結果とも一致する。ただし、2.4.3(2)でみたように、直交成分も含めた全流速の抵抗係数は滑面範囲にある。大きな偏向は深水から混合条件へ移るときに現れており、成層破壊の時間規模（数時間程度）は持続する。一方、浅水から混合条件に移る場合（風の緩みによる $u_*$ 減少）には密度流的な流速分布が現れている。

Rossby数相似則の普遍関数 $Ar$ 、 $Br$ は

$$Ar = \ln R_{0*} - \kappa u_o / u_* \quad (2.95)$$

$$Br = \kappa v_o / u_* \quad (2.96)$$

として計算される。ここに、 $R_{0*} = u_* / f z_0$ は粗度Rossby数である。 $Ar$ は主流の流速係数、 $Br$ は二次流強度であり、これらは $M$ または $R_*$ の関数であるが $Ar$ は $z_0$ にも依存する。図2.68には $Br$ のみであるが $R_*$ の関数として実線で示し風向系の表層値で示す。表層観測値は成層化とその消滅過程でループを描くが概ね相似則に従って動くようである。角度でいえば、観測値は $z_0$ より深い層の

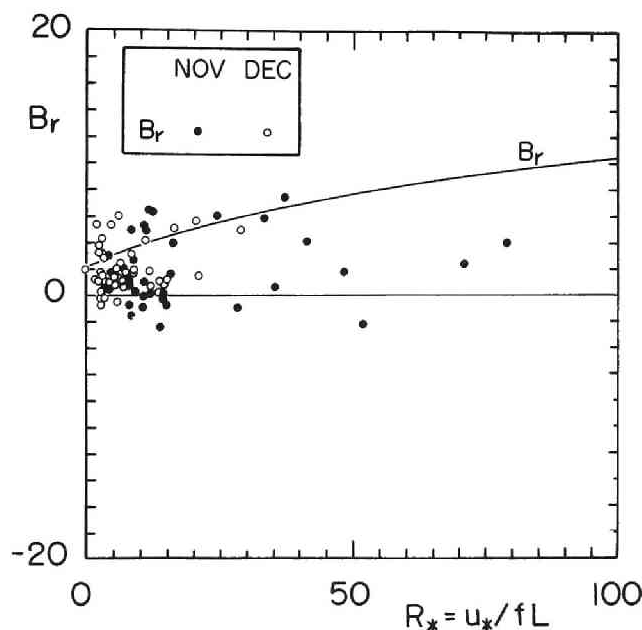


図2.68 Rossby数相似則の偏向関係

偏向角を示すので $45^\circ$ 以上になることもある。角度は同じでも二次流絶対値は $R_*$ の大きいところで大きい。以上の結果は $R_*$ すなわち自転効果の増大により二次流 ( $Br$ ) が増大し、その分主流の流速係数 ( $Ar$ ) が減少して抵抗が増加することを示している。

$\theta = O(10^{-1})$ 、すなわち  $L \approx h$  では混合が激しく成層は破壊する。 $L$  は増大、浮力 (積分値) は減少、 $Ri$  は限界値付近にある。 $R_* = u_*/fL$  の変化範囲は本観測で1~80程度である。二次流の絶対値は成層破壊または形成の段階で大きく、中立時にみられないような大きな偏向が現れるが、持続性はなく、成層破壊の時間規模 (= 数時間) で消えるということがわかった。

観測でみられた大きな偏向は深水から混合条件、あるいは浅水から混合条件へ移るときに現れ、また、観測値は回転効果の増大とともに二次流が強化し、主流の抵抗が増加する表面Rossby数の相似則の傾向に従って変化することも明らかになった。

1.4 節の回転管路実験では  $f$  の変化により  $E$  を変化させた。 $u_0 = v$  とみなせる層流範囲では  $f$  を大きくし  $\theta = O(1)$  に保つことで二次流が生じた。乱流では  $\theta = O(10^{-2})$  以下となり、装置の回転速度では回転効果は現れなかった。一方、現地では成層  $L$  による  $u_0$  の広範な変化により  $Ev$  あるいは  $R_*$  が変化し水深4 m程度の浅水湖でも大きな偏向 (二次流) が生じる。従って、成層時の吹送流計算や現地観測値の解析において、偏向現象を無視できないといえる。

## 2.5 結 語

本章では、我が国の環境水理学上、重要な浅水湖における吹送流の問題を扱い、以下のような結果を得た。

- 1) 浅水湖の湖流、特に吹送流の特性を知るために3層モデルを用いた琵琶湖南湖の湖流解析を行い、湖流調査による流速記録と比較して湖流の時空間パターンの基本的特性は合致することを示し、鉛直渦動粘性係数 $\nu_v$ の与え方が重要なことを指摘した。並行して、1層モデルとの比較（鉛直・水平循環の関係）、湖流減衰時間（分布風の効果）、二次流の特性（放流量の影響）等について単純化した境界条件の計算も行い、湖流エネルギー変化も用いて検討した。
- 2) 琵琶湖南湖ではN風時に鉛直循環と下層で東向きの二次流、S風時に水平循環が卓越するが、風向による流況の変化は、自転および地形に基づく2種の二次流の相互関係により変化し、横断地形や放流量も影響することを指摘した。
- 3) 湖流解析は入力（風、モデル特性、出力）を検証する湖流観測値の整合性が重要であり、自転効果の解明には必ずすなわち、鉛直 Ekman数の変化範囲が重要であることを指摘した。鉛直循環は水平循環に比べ風に対する応答が速く、形成される流速鉛直分布の検討により風速（抗力係数）、 $\nu_v$ の推定（Ekman数の問題）、流速の検証（湖流観測値）といった一連の問題を扱うことができ、そのために風と湖流の同時観測が有効であることを述べた。
- 4) 吹送流実験値を有効動粘性係数 $\nu_e$ で整理し、粗滑遷移域の代表長 $l_b$ とKeuleganパラメータ $K$ で整理した。代表層厚・流速の選択によるRichardson数の変化を検討し、連行やCharnock関係、シア関数から吹送流の限界Richardson数を表示するとともに $\nu_e$ の粗面極限値を検討した。これを $K$ の1次式とみれば粗面对数則に帰着することを示した。
- 5) 風速分布の粗度長に関するCharnockパラメータは吹送流の相当粗度の係数に変換でき、 $C_r=12\sim60$ となつて実験値を説明することを示し、粗面における $K$ の平衡値は1.4 ( $U_* = 2.4 \text{ cm/s}$ )であることを示した。
- 6) 得られた $\nu_e$ から水面抵抗則を表示した。これは滑面で従来のものと同一であるが、吹送流のような変形する表面の粗度が固定でなく、Richardson数とその限界値で決まることを述べており、水温成層の存在する現地の吹送流や密度流の界面抵抗則にも拡張しうることも示した。表面流速・風速比がReynolds数の範囲で異なる依存を示す特性がこの抵抗則から説明され、また、開水路の $\nu_v$ 表示は水面安定効果により $K^{1/2}$ の因子で修正され、粗面で一定となる。
- 7) 1985年観測で得た流速分布は擬似層流解に近く、鉛直拡散解析で求めた流速分布と合致した。この方法で推定した湖上風は陸上風の1.2～1.6倍の範囲にあり、こうした風の平面分布や陸上・湖上風の相違は認められると考えた。しかし、その後の検討で擬似層流解に近い計算流速分布が水温成層と数値粘性をともに無視した結果ということがわかった。
- 8) 湖の濁度鉛直分布は基本的に浮遊砂モデルで外挿しうるが、履歴やフロック効果が存在すると推定された。南湖の場合、風速5 m/s以上の吹送流で平衡濃度分布が形成され、弱風では沈降が卓越することを示した。ただし、水温成層により濁度変動が下層内に限定されたため、濁度は鉛直拡散の有効なトレーサとならなかった。

9) 1986年観測では固定層間の安定度と流速差の関係を調べ、水温差 $1^{\circ}\text{C}$ 以下の弱い成層が湖流強度に決定的影響を及ぼすことを指摘した。安定成層時の速度勾配の増大は Monin-Obukhov理論に従い、対数+直線則とみなせる流速分布の線形項の係数は気象学で言われる $7$ の程度であり、また、成層時には表層流向が風下右手にずれる顕著なスパイラルとなることを指摘した。

10) 流向系において水面摩擦速度と表面流速を従来の知見に従って与え、水面粗度を推定した。風速 $6\text{ m/s}$ 以下の観測条件では粗度は風速とともに減少し、完全粗面のCharnock則に接続するが、粘性底層厚が摩擦速度とともに減少する領域であり、滑面則が主に成立した。

11) 水温・濁度時間変化から渦動拡散係数を評価して、 $u_0$ が安定度に強く支配され、中立時には開水路の放物線分布に近いことを確認した。成層による $u_0$ の変動で流速分布が顕著に変化するが、吹送流が比較的薄く、下部が自由せん断流となると $E_0$ の代表長 $h$ は、成層が顕著な場合は上層厚またはMonin-Obukhov長 $l$ 、自転が効果的な場合は Ekman層厚が重要となる。

12) 自転効果と関連して成層効果を扱うため、表面Rossby数相似則を考慮して深水・浅水条件を区分し、中間的条件は成層が破壊する遷移条件となることを示した。シア関数から推定した $l$ を用いて観測値を検討し、遷移条件で限界 Richardson 数が現れて激しい混合が生じ、これを連行過程とみなせば連行公式と合致することを確認した。

13) 観測でみられた大きな偏向は、特に深水から混合条件へ移る際に現れ、成層破壊の時間規模すなわち数時間の程度は持続する。また、観測値は回転効果の増大とともに二次流が強化し主流の抵抗が増加するというRossby数相似則の傾向に従って変化することがわかった。

以上、解析と観測を通じて、実際の見地から重要と思われる点について述べる。

14) 抗力係数は風速で変化し弱風速範囲を含む公式が望ましいが、水面下の現象は風波の粗度と水深比で変化し、推定した風応力が妥当か否かは、ここに示した水面抵抗則で検査できる。

15) 顕著な流速分布が観測された場合は水温成層があると考えた方がよく、これを考慮しないと風応力を過大評価しやすい。また、こうした弱成層条件では測定した風と表層流がずれる場合が起こり得る。

16) 鉛直渦動粘性係数の変動には水温成層場が支配的であり、計算の時間規模からみて日周変動が重要である。浅水湖においては、日中に水平拡散が卓越し、成層破壊とともに全域で鉛直混合するという周期的な混合形態が重要な輸送現象とみられる。

## 参考文献

- 1) 大久保賢治・村本嘉雄・久保田一：琵琶湖南湖の湖流解析、京都大学防災研究所年報、第26号B-2, pp. 503-530, 1983.
- 2) 大西行雄：数値研究（その手法）環境科学としての海洋学2、第15章、堀部純男編、東大出版会、pp. 246-270、1978.
- 3) Ekman, V. W.: On the influence of the earth's rotation on Ocean-Currents,

- Ark. Mat. Astr. Fys., 2, pp.1-52, 1905.
- 4) Witmiss, J.: Application of a transient mathematical model to Lake Kosen, Hydrodynamics of Lakes, Developments in water science, Vol.11, pp.31-40, 1979.
  - 5) 建設省琵琶湖工事事務所・水公団琵琶湖開発建設部・三洋水路測量株式会社：琵琶湖南湖湖流観測作業報告書、1981.
  - 6) 岩佐義朗・井上和也・足立敏之：琵琶湖南湖の湖流と拡散に関する数値シミュレーション、京都大学防災研究所年報、第21号B-2, pp.293-305, 1978.
  - 7) 余越正一郎・富所五郎：風による諏訪湖の流動特性、土木学会論文報告集、第267号、pp.53-63, 1978.
  - 8) 村岡浩爾・福島武彦：霞ヶ浦（西浦）の湖流、国立公害研究所研究報告、19、1981.
  - 9) 遠藤修一：琵琶湖の湖流に関する研究、京都大学理学部修士論文、1976.
  - 10) 児玉良三：滋賀県内の弱風について、気象庁研究時報、25、PP.333-337、1973.
  - 11) 大久保賢治・村本嘉雄：浅水湖の吹送流における恒流の影響、土木学会第40回年講、pp.331-332, 1985.
  - 12) 堀江 毅：沿岸海域の水の流れと物質の拡散に関する水理学的研究、京都大学学位論文、1981.
  - 13) 富所五郎：閉鎖水域における風成流の水理に関する基礎的研究、京都大学学位論文、1984.
  - 14) 道上正規・鈴木幸一・檜谷 治：閉鎖水域における流動特性について、第28回水理講演会論文集、pp.283-288, 1984.
  - 15) 岩佐義朗・多田彰秀・泊 宏：境界要素法を適用した諏訪湖の湖流に関する数値解析、京都大学防災研究所年報、第29号B-2、pp.561-578, 1986.
  - 16) Thomas, J. H.: A theory of steady wind-driven currents in shallow water with variable eddy viscosity, J. Phys. Oceanogr., Vol. 5, pp.136-142, 1975.
  - 17) Madsen, O. S.: A realistic model of the wind induced Ekman boundary layer, J. Phys. Oceanogr., Vol. 7, pp.248-255, 1978.
  - 18) Banks, R. B.: Some features of wind action on shallow lakes, Proc. ASCE, EE5, pp.813-827, 1975.
  - 19) Pearce, B. R. and C. K. Cooper: Numerical calculation model for wind induced flow, Proc. ASCE, HY3, pp.285-301, 1981.
  - 20) Reid, R. O.: Modification of the quadratic bottom-stress law for turbulent channel flow in the presense of surface wind-stress, Tech. Memo., No93, Beach Erosion Board, Corps of Eng., pp.1-33, 1957.
  - 21) Baines, W. D. and D. J. Knapp: Wind driven water currents, Proc. ASCE, HY2, pp.205-221, 1965.
  - 22) Shemdin, O. M.: Wind-generated current and phase speed of wind waves, J. Phys. Oceanogr., Vol. 2, pp.248-255, 1972.

- 23) Wu, J. : Wind-induced drift currents, J. Fluid Mech., Vol. 66, part 1, pp. 49-70, 1975.
- 24) Dobroklonskiy, S. V. and B. M. Lesnikov: A laboratory study of the surface layers in drift currents, Izv., Atmos. Ocean. Phys., Vol. 8, No. 11, pp. 1177-1187, 1972.
- 25) Bye, J. A. T. : Wind-driven circulation in unstratified lakes, Limnol. Oceanogr., 10, pp. 161-205, 1965.
- 26) Spillane, K. T. and G. D. Hess: Wind induced drift in contained bodies of water, J. Phys. Oceanogr., Vol. 8, pp. 930-935, 1978.
- 27) 鶴谷広一・中野晋・加藤始・一戸秀久：吹送流に関する風洞実験、港湾技術研究所報告、第22巻、第2号、pp. 127-174, 1983.
- 28) 鶴谷広一：流れに及ぼす風と波の効果について、昭和59年度港湾技術研究所講演会講演集、pp. 35-76, 1983.
- 29) Koutitas, C. and B. O' Connor: Modelling three-dimensional wind-induced flows, Proc. ASCE, HY11, pp. 1843-1865, 1980.
- 30) Goossens, H. J., H. J. van Papee and P. J. Tessel: Vertical turbulent diffusion in air-driven water flows, Proc. ASCE, HY9, pp. 995-1009, 1982.
- 31) Csanady, G. T. : Turbulent interface layers; J. Geophys. Res., Vol. 83, No. C5, pp. 2329-2342, 1978.
- 32) Lofquist, K. : Flow and stress near an interface between stratified liquids, Phys. Fluids, Vol. 3, No. 2, pp. 158-175, 1960.
- 33) Abraham, G. and W. D. Eysink: Magnitude of Interfacial shear in exchange flow, J. Hydraulic Res., Vol. 19, No. 2, pp. 120-150, 1971.
- 34) Thorpe, S. A. : The effect of Langmuir circulation on the distribution of submerged bubbles caused by breaking wind waves, J. Fluid Mech., Vol. 142, pp. 151-170, 1984.
- 35) Ura, M., T. Tsubaki and N. Matsunaga: Characteristics of flow and turbulence near the interfacial waves in upper-layer flow, J. Hydrosience Hydraulic Eng., Vol. 2, No. 1, pp. 27-45, 1984.
- 36) 中野晋・鶴谷広一・一戸秀久：淡塩二層密度界面の抵抗と混合特性、港湾技術研究所報告、第24巻、第2号、pp. 239-273, 1985.
- 37) Kondo, J., O. Kanechika and N. Yasuda : Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer, J. Atmos. Sci., Vol. 35, pp. 1012-1021, 1978.
- 38) Kato, H. and O. M. Phillips : On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid, J. Fluid Mech. Vol. 37, pp. 643-655, 1969.
- 39) Kantha, L. H., O. M. Phillips and R. S. Azad: On turbulent entrainment at a stable density interface, J. Fluid Mech., Vol. 79, pp. 753-768, 1977.
- 40) Safaie, B. : Wind stress at air-water interface, Proc. ASCE, Vol. 110, WP2, pp. 287-293, 1984.

- 41) Harleman, D. R. F and K. D. Stolzenbach : Fluid mechanics of heat disposal from power generation, Annual Rev. Fluid Mech., Vol. 4, pp. 7-32, 1972.
- 42) 金子安雄 : 2 層境界面抵抗係数の一例、第13回海講、pp. 263-267, 1966.
- 43) 江頭進治・芦田和男 : 成層密度流の流れの構造に関する研究、京都大学防災研究所年報、第22号B-2, pp. 355-381, 1979.
- 44) Keulegan, G. Wind tides in small closed channels, J. Res. Nat. Bur. Stand., Vol. 46, p358, 1951.
- 45) Plate, E. J. : Water surface velocities induced by wind shear, Proc. ASCE, Vol. 96, EM3, pp. 295-312, 1970.
- 46) Amorcho, J. and J. J. DeVries : A new evaluation of the wind stress coefficient over water surfaces, J. Geophys. Res., Vol. 85, No. C1, pp. 433-442, 1980.
- 47) 大坪国順・村岡浩爾 : 霞ヶ浦における底泥の再浮上に関する現地観測およびシミュレーション、第29回水理講演会論文集、pp. 353-358, 1985.
- 48) Imasato, N. : Study of Seiche in Lake Biwa-ko(II) -On a Numerical Experiment by Nonlinear Two-Dimensional Model--, Contributions, Geophys. Inst., Kyoto Univ., No. 11, pp. 77-90, 1971.
- 49) Kondo, J. : Air-Sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, Boundary-Layer Meteor., 9, pp. 91-112, 1975.
- 50) Celik, I. and W. Rodi : Mathematical Modelling of Suspended Sediment Transport in Open Channels, 21st. IAHR Congress , pp. 533-538, 1985.
- 51) Rijn, L. C. : Sediment Transport, Part II. Suspended Load Transport, Proc. ASCE, Vol. 110, HY11, pp. 1613-1641, 1984.
- 52) Paulson, C. A. : The Mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer, J. Applied Meteor., Vol. 9, No. 6, pp. 857-861.
- 53) Jassby, A. and T. Powell : Vertical Patterns of eddy diffusion during stratification in Castle Lake., Limnol. and Oceanogr., Vol. 20, pp. 530-543, 1975.
- 54) Kullenberg, G. : Vertical diffusion in Shallow waters, Tellus, Vol. 23, pp. 129-135, 1971.
- 55) Henderson-Sellers, B. : Engineering Limnology, Pitman, 1984.
- 56) 大久保賢治・村本嘉雄 : 浅水湖の吹送流と渦動粘性係数、第32回水理講演会論文集、pp. 335-340, 1988.
- 57) McPhee, M. G. : An analytic similarity theory for the planetary boundary layer stabilized by surface buoyancy, Boundary-Layer Meteorol. 21, pp. 325-339, 1981.
- 58) 大久保賢治・村本嘉雄 : 密度流の流速鉛直分布と界面抵抗則、土木学会年次学術講演会概要集、pp. 454-455, 1987.



## 第3章 湖面冷却による下層密度流の研究

### 3.1 概 説

湖の下層密度流は湖面冷却時に浅水部で冷水が形成される地形的効果で起こる<sup>1)</sup>。陸岸を冷源とする下層密度流が湖の全域で発生することは予想されるが、琵琶湖でも実際に観測されるのは南湖を冷源とする密度流である。これは、冬季に浅い南湖の湖水が北湖に比べてよく冷却され、相対的に密度の増大した南湖水が湖底に潜込み、流出河川（瀬田川・疏水）による南向きの恒流に反して北湖に逆流する現象であり、北湖南部の斜面に沿って流下し、底面地形や摩擦の影響を強く受けると考えられる。自転効果のため下流域で下層に水平循環流を形成するか否かは不明であり、現時点では点的な冷源により生じる単一の鉛直循環と理解しておく。

この冬季密度流は南湖・北湖間の湖水交換を引起すが、南湖と北湖では水質に相異があるため環境水理上、重要な流れである。逆流した南湖水は12月にも残っている北湖の弱い水温成層場の内部静振のような機構によって北湖深層水に取込まれて拡散し、北湖が循環期となる1～2月頃には北湖水とほとんど混合すると考えられる。すなわち南湖水の影響が密度流のみで完結せず、その影響圏以上に遠くまで及んでいる可能性がある。従って、密度流により輸送された南湖水が北湖南部に停滞し、恒流により優先的に北湖から排除されると期待することには問題がある。

湖面熱収支は表面水温にも依存するので実際の湖面浮力束は一樣でなく、流れによる水温場の変形も含めて修正を要する。こうした特徴は風の運動量供給が地形を強く反映する地形性環流や分布風の非一様な境界条件の下における吹送流の機構と類似である。密度流は湖面冷却によって発生するが、11～12月の厳寒期でも常に発生しているわけではない。密度流が北湖に及ぼす影響を把握するには、密度流の発生・持続・消滅の機構を気象・流動条件と対比させて明らかにし、密度流の発生時期と流量を表示する必要がある。まず、発生要因である熱収支を確定して密度流強度の支配変数を見出し、また、いったん発生した密度流が持続するか消滅するかを決める外的擾乱との関係を明確にする。これらの各情報を結合すれば密度流予測や追跡計算が可能となり、密度流の年較差の原因が解明され、北湖への影響評価も精度よく行えるようになるだろう。

スケールは異なるが機構的に類似な現象として、紅海<sup>2)</sup>や内湾<sup>3)</sup>、フィヨルド<sup>4)</sup>の熱成循環、温排水冷却池の流動<sup>5), 6)</sup>、海峡を通じての下層密度流<sup>7) - 9)</sup>等がある。これらの流れの取扱いはいずれも密度流的、すなわち湖面冷却が風に起因するにも拘らず、その混合作用は考慮されず、吹送流と混在する形態は扱われていない。しかしながら、前章で述べたように、現地では密度流と吹送流の遷移が極めて頻繁に起こる。第1章で述べたように密度流では自転効果が重要であり、間歇的に発生する特徴、北湖での流れの径路、流量等は自転を考慮して説明できることを以下に示す。得られた知見は最終的に自転による流れの偏向を実測して検証する。

本章は琵琶湖大橋周辺水域で行われてきた一連の密度流観測<sup>10) - 18)</sup>を基礎とするが、これらの観測は1984年以前の密度流の時空間構造に関わる連続観測、1985年以降の大橋断面での詳細観測に分けられる。第2節は連続観測から詳細観測に至る経過と主に前者から得られた流れの実態の



要約であり、第3節で湖面熱収支、水温縦断分布および風による鉛直混合の各過程について考察する。第4節では、詳細観測で得た流速鉛直分布の解析から層平均流速・界面抵抗係数・混合層のような水理特性を議論し、横断分布と断面平均値の検討から密度流流量を表示して、第3節の各過程と結合し、縦断分布とその時間変化に関する予測モデルを示す。

### 3.2 密度流の現地観測

#### 3.2.1 観測の経緯

琵琶湖大橋断面には、南・北湖の交流量把握のため図3.1のように常設流速・水温計が配置されている。プロペラ式流速計の流速・水温資料によれば、1977年の場合、11月～12月に計20日程度の密度流が発生した。この年のデータを解析し熱輸送量を流れの周波数帯成分毎に比較した結果、密度流は、時間スケールの小さい表面静振に比べると10倍程度の逆流分散係数をもつことが明らかになった<sup>11)</sup>。しかし、解析は大橋断面の局所的現象に限られ、広域水温観測によって密度流が北湖のどの付近にまで侵入するかという影響範囲の問題を明らかにする必要があった。図3.2にはこの目的で計画された水温三次元観測の測点格子および1981年以降の定点連続観測位置も記されている。また、表3.1は、これらの冬季密度流観測<sup>10)-18)</sup>の一覧である。1980年以前は水温三次元観測のみであるが、1981年に定点の水温鉛直分布・下層流速の連続観測を行い、1982年以降は近畿地建が定点を増設、密度流の空間構造が把握された。1985年から大橋断面での気象・流量観測に移行したが、本節では、こうした観測の経緯ならびに密度流の基本特性と流動形態に関する定点観測結果について述べる。

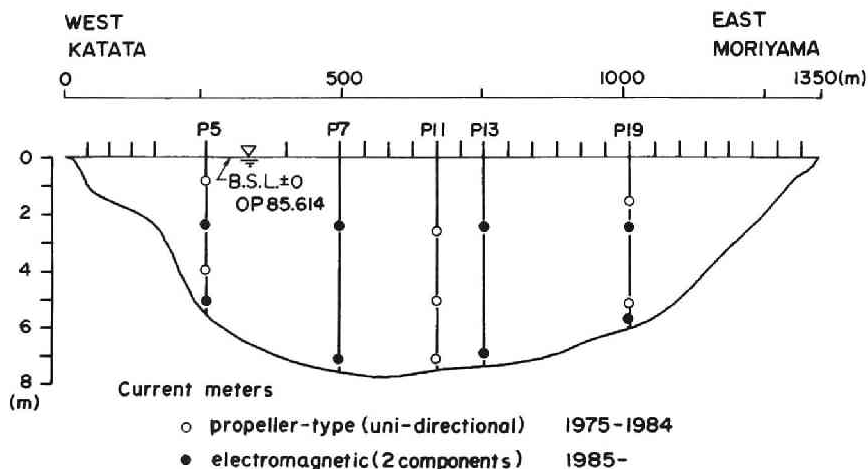


図3.1 琵琶湖大橋断面の常設流速・水温計

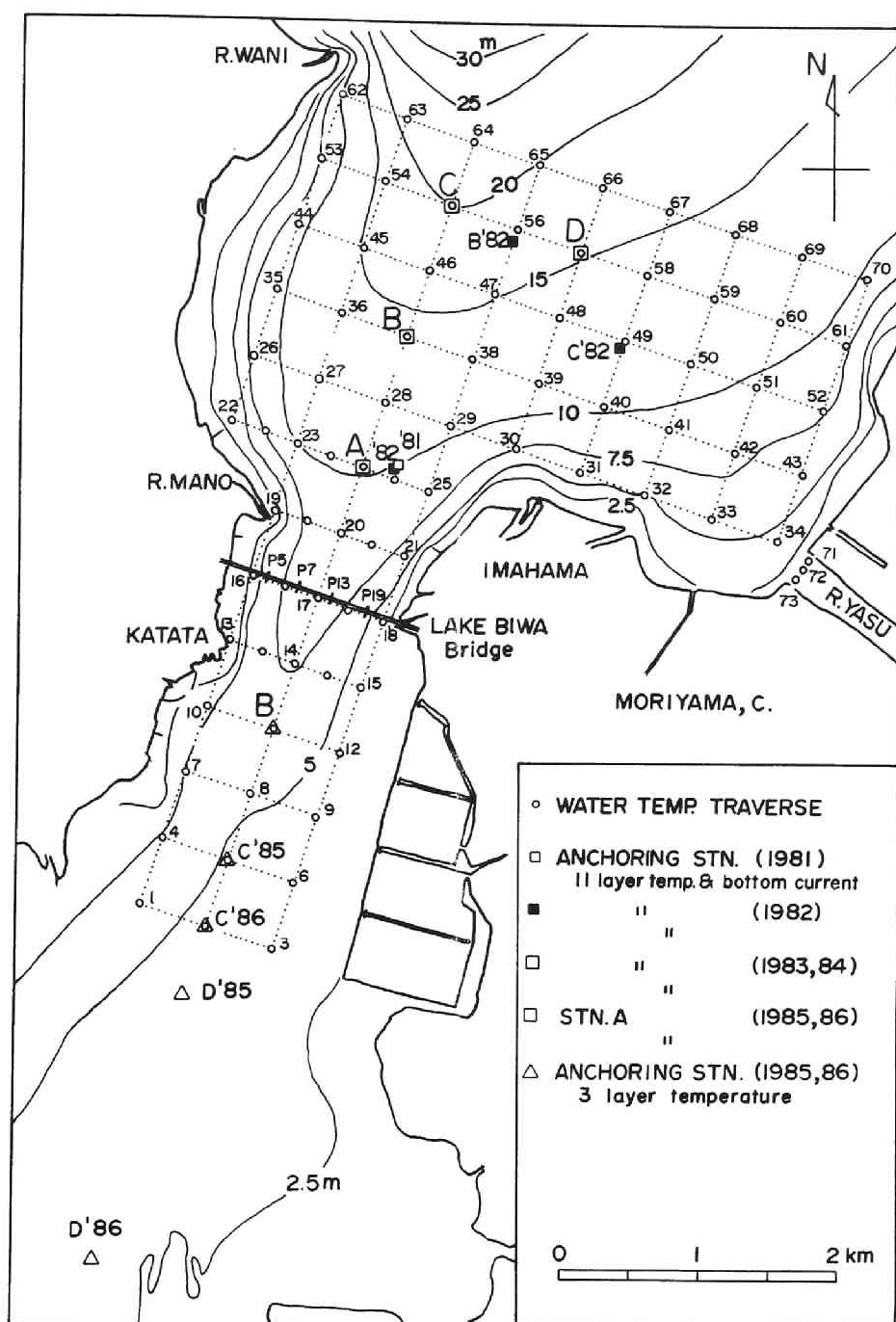


図 3. 2 水温三次元観測と定点観測位置

表 3. 1 密度流観測一覧

年	臨時観測（三次元水温分布）	定点連続観測	その他の観測
1977	12/16（1日2回） 大橋南4.5km-北4km		
1978	12/14, 15（2日3回） 大橋南4km-北5km		漂流板観測
1980	12/16-23（8日16回） 大橋南2.5km-北3.5km 70地点 500m 間隔		
1981	12/9-10, 15-19, 21-25（12日24回） 大橋南2.5km-北3.5km 82地点 250, 500m 間隔	11/18-12/17（30日間） 1地点水深10m 大橋北東1.2km	
1982	11/25-26, 12/7-14（10日20回） 大橋南2.5km-北3.5km 82地点 250, 500m 間隔	11/16-12/16（31日間） 3地点水深10-20m 大橋北東1.2km-3km	
1983	11/21-22, 28-30, 12/15 12/19-20（8日14回） 大橋南2.5km-北3.5km 82地点 250, 500m 間隔	11/17-12/20（33日間） 4地点水深10-20m 大橋北東1.2km-3km	平衡水温測定
1984	11/27, 29-12/2, 12/5, 12/20-21（8日14回） 大橋南2.5km-北3.5km 82地点 250, 500m 間隔	11/21-12/22（32日間） 4地点水深10-20m 大橋北東1.2km-3km	平衡水温測定
1985	11/28, 29, 12/3, 4, 12/11-12（6日10回） 大橋南1.5km-北0.5km 30-100地点 50m間隔	11/26-12/28 4地点水深4-10m 大橋南3km-北東1.2km 他に大橋断面詳細測流	同時気象観測 モニタリング 界面波観測 縦断水温観測
1986	11/29, 12/11~13, 12/18 流速・水温鉛直分布 （ポール観測） 3橋脚10層150分布	11/20-12/21 4地点水深4-10m 大橋南3km-北東1.2km 界面速度勾配連続観測 （シア観測）	同時気象観測 モニタリング 界面波観測

吹送流は風が吹けば観測できたが、密度流観測では時期と水域を選ばねばならず、的確に発生時期を捉え広範囲にわたる水温分布の移動観測をこなすことは相当な労力を要するものであった。密度流の発生要因である湖面冷却には風による蒸発と水・気温差による熱輸送（潜熱と顕熱）が考えられる。図3.3(a)は気象因子（堅田の風 $W_k$ ・彦根気温 $T_h$ ）を入力、琵琶湖大橋中央上・下層の流速・水温差（ $DT$ 、 $DU$ ）を出力とする相互相関である。気温に対する水温差の時間遅れは2～3日、時間単位の解析(b)でも36～72時間の応答時間を得る。一方、風に対する応答は複雑であり、強風で冷却量は増大するが、その時点の成層を破壊する。相関ピークも各場合で異なり、

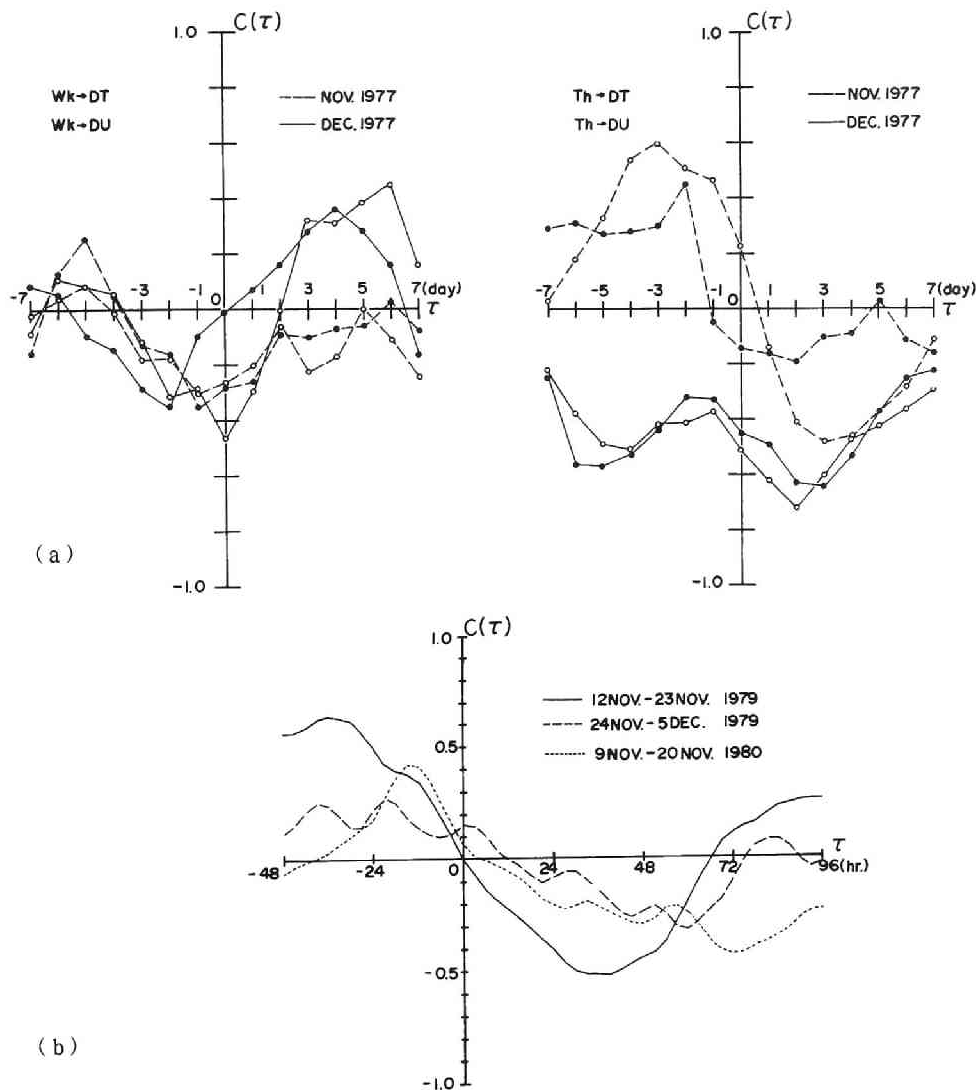


図3.3 気象因子と琵琶湖大橋の水温・流速差（ $DT$ 、 $DU$ ）の相互相関  
 (a) 堅田の風( $W_k$ )・彦根気温( $T_h$ )と水温・流速差（日単位）、  
 (b) 瀬田気温( $T_s$ )と水温・流速差（時間単位）

しかも決定的な値ではない。結局、強い寒波から2～3日遅れて（その間、特に強い風が吹かなければ）顕著な密度流が現れる。これは以後の密度流観測時期を決定する際の情報となった。

図3.4の水温横断分布からわかるように、下層密度流は基本的に二層流の形態をとる。等温線が底近くで密集し下層厚が小さいのに対し上層水温は一樣である。下層流流下方向をみて右上り（東上り）となる等温線形状や北湖水が西岸に偏り南下する表層水温分布の特徴（図3.5）は回転系に特有でCoriolis力の介在が予想される。まず、流れの间歇性が自転効果との関連で説明された<sup>19)</sup>。すなわち、非回転系であれば11～12月平均の冷却強度で流れが常時発生するが、回転系では月平均値以上の冷却時にのみ発生することが数値実験で示された（図3.6）。水温でなく浮力拡散式を用いたので、無制限に冷却される条件と

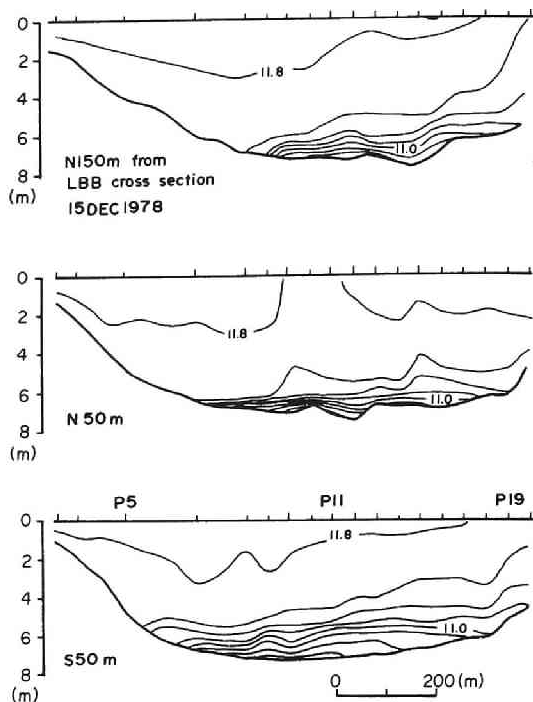


図3.4 密度流の横断水温分布  
(1978.12.15)

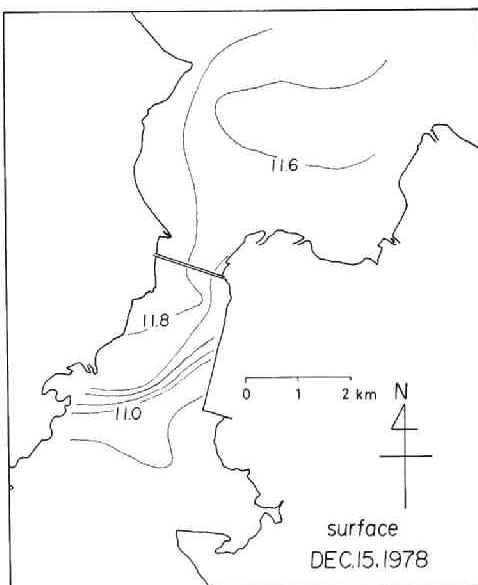
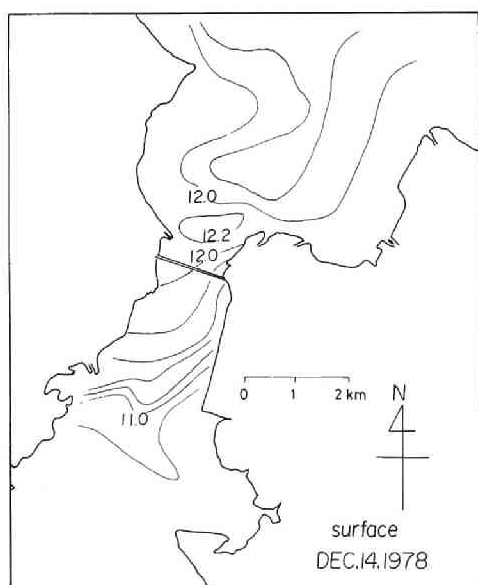


図3.5 表層水温分布(1978.12.14-15)

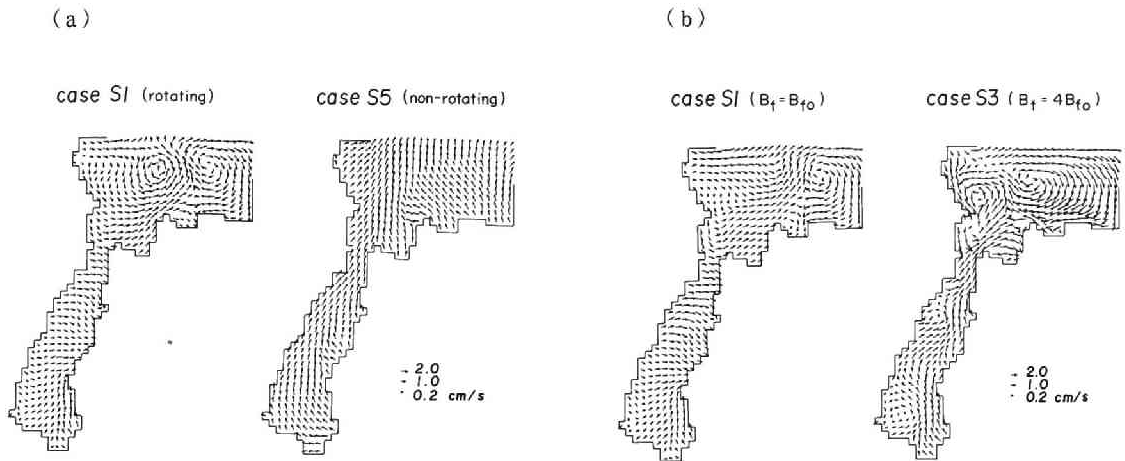


図3.6 冬季密度流の数値解析結果（下層流況）

(a) 浮力束平均値（Coriolis項の有無による比較）

(b) Coriolis項あり（浮力束平均値と4倍の場合の比較）

なったが、密度流の発生には自転が関係する。すなわち、つぎの浮力Rossby数

$$R_{ob} = B_f^{1/3} f^{-1} b^{-4/3} \quad (3.1)$$

が支配的である。ここに、 $B_f$ は水域に流入する全浮力束、 $f$ はCoriolisパラメータ、 $b$ は水域幅を表す。冷却水槽実験と対応する数値実験（図1.10）より非回転系における長軸方向の熱対流が回転効果の増大（ $R_{ob}$ の減少）に伴って偏向（二次流が強化）し、横断面内の対流に近づくことがわかった。図3.6の結果もこの機構で解釈される。さらに、平均的冷却強度では大橋周辺部に南北方向の流れは発生しないが、強い冷却時（平均値の4倍）には北湖に向かう流れが発生し、回転系における密度流の間欠的発生を説明する。冷却の緩和、すなわち $R_{ob}$ の減少による流量の減少は1.3節の実験結果にもみられたが、このような大きな流れの偏向は $R_{ob}$ の効果であるが、定常状態の鉛直Ekman数 $Ev = \nu_v / f H^2$ も重要である。 $\nu_v = 1 \text{ cm}^2/\text{s}$ を用いれば、水深15mでの $Ev$ は $O(10^{-3})$ となり、1.3節の結果から考えて冬季密度流は回転系への遷移領域にある。しかし、流れを停止させるほど顕著な二次流が現実に起こることを検証する必要がある。

数値実験<sup>19)</sup>の特徴は南湖全域で弱混合形態、すなわち二層流的構造をとる点である。現地の熱損失各項の比率を考えると、冬季は放射平衡が達成され潜熱の役割が大きい。従って、冷却が強いほど風の作用（吹送流と鉛直混合）が無視できなくなるはずである。密度流のような自然対流の流速は浮力束の $1/3$ 乗に比例し、冷却が大きいほど密度流は強まるはずであるが、実際は

必ずしもそうでなく、総冷却量に占める風の作用が大きいと密度流は破壊される。

こうした密度流の時間構造を知るには、実施に限度がある水温三次元観測だけでは十分でなく、自転も影響する流れ特性を知る上で流速測定が必要となる。そのために、多層水温計とベルゲン流速計（アーンデラー社、TR-1およびRCM4）を用いた定点連続観測を行った。図3.7はこれらの機器の係留の状況を示しており、写真3.1には係留後の水面状況を示す。

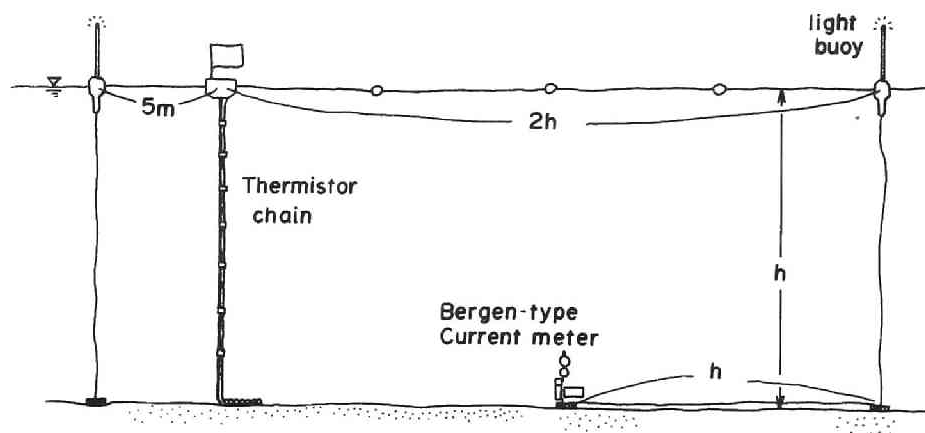


図3.7 定点連続観測の係留システム

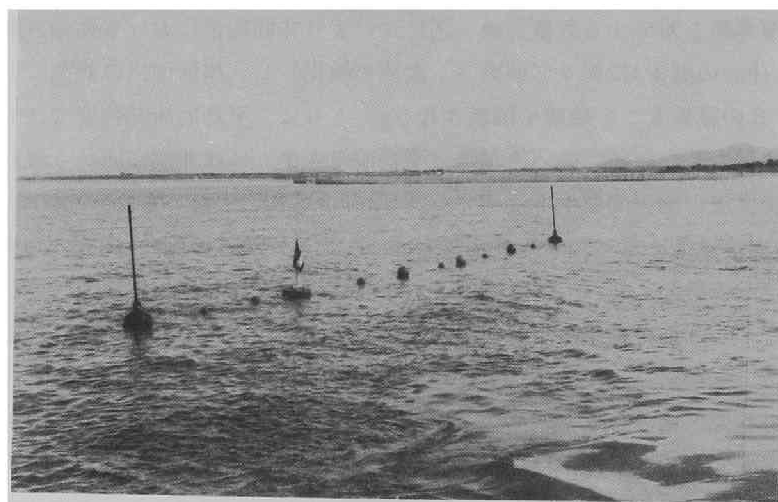


写真3.1 係留後の水面状況（定点A）

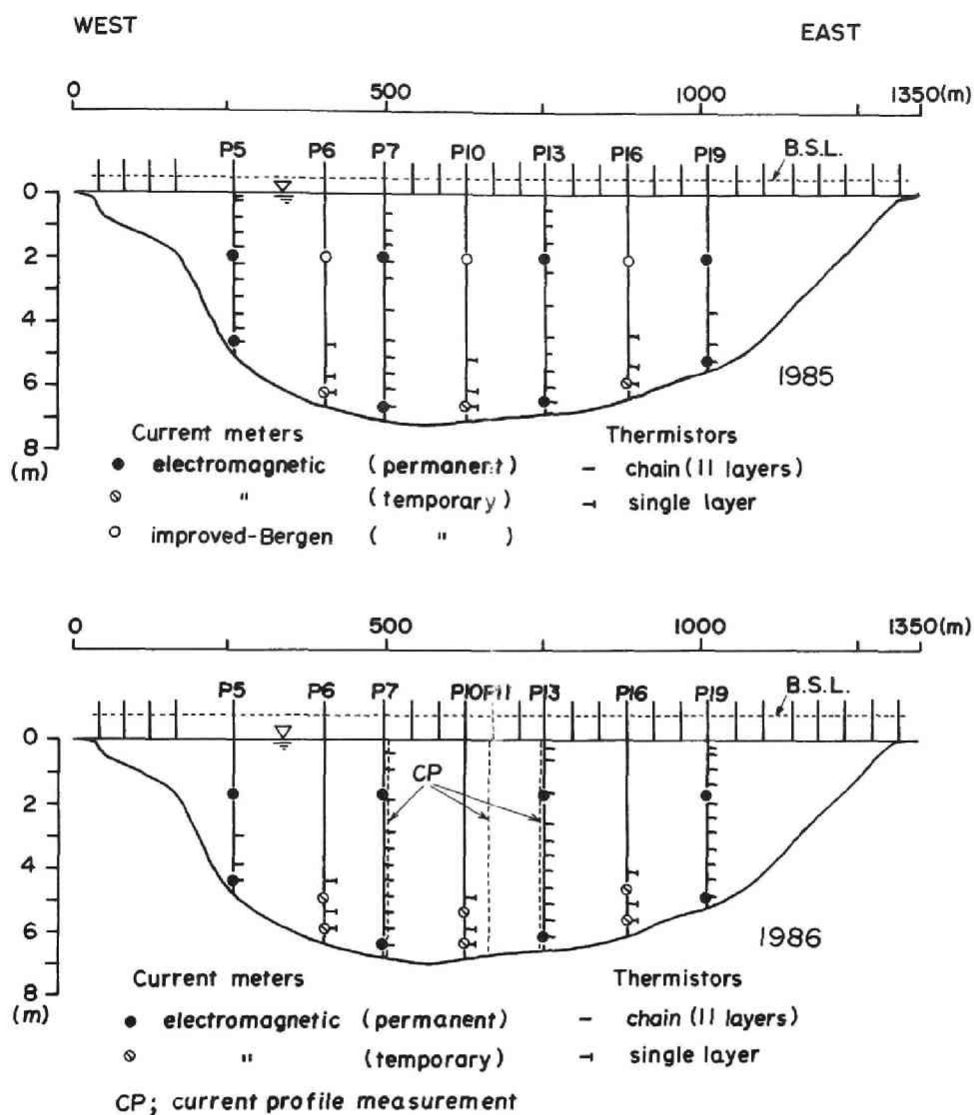


図 3. 8 詳細観測における大橋断面の観測機器配置(1985, 86)

定点における連続観測と水温三次元分布の移動観測の併用により、次項以下で述べる流れ径路等の実態が把握されたので、1985年には、大橋近傍に領域を限定した詳細観測に移行した。この観測の目的は断面集中観測により密度流の幅や層厚を決定し流量を評価することにあつた。定点観測も図 3. 2 のように北湖は A 点（大橋北 1 km）のみとし、図 3. 8 に示すように、観測機器の大半を大橋断面に集中的に配置した。



詳細観測では主要気象項目も同時観測した。大橋地点の気象観測は今後も重要な意味をもつと考えられ、琵琶湖周辺の代表点である彦根の気象資料および南湖の代表風と考えられる烏丸半島の風と比較した。大橋の気象時間値から日平均値、最大・最小値を求め、彦根気象値と比較したのが図3.9である。(a)図は気温、(b)図は湿度の相関を示す。いずれも○が日平均値、・は日最大・最小値(発生時刻は彦根と必ずしも同じでなく、また湿度は日平均と最小値のみ)を表す。気温・湿度とも両地点の相関はよい。風速((c)図)の日平均値は相関がよく、最大値は彦根が大きい。彦根の最大値が正時に限らない瞬間値のためと考えられる。(d)図は日射量の比較ではややばらつくが、観測期間の日射集計値はよく一致した。以上、気温・湿度・風速・日射量から基本熱収支を計算しうるが、他に気圧や日照時間等が必要である。

3.3節で示すように、最も重要な気象要素は潜・顕熱量を評価する風速と考えられる。気象観測点が琵琶湖大橋から10m程しか離れておらず、S風の過小評価が予想された。図3.10は烏丸半島の風との比較である。風速絶対値の比較では烏丸半島の風が大きくなる頻度が高かったが、成分毎の(a)と(b)図では、S風、W風の場合に烏丸半島の風が大きくなり、これが大橋のかげになる影響か、または大橋地点の風が烏丸半島より概して小さく、この期間は偶然南西風が卓越し、そうした結果になったのか明らかではない。本観測期間中に近隣の堅田・烏丸半島とも風資料の欠測があり、それを補完するほど図3.10の関係は明瞭ではない。ただし、平均的にみて彦根より烏丸半島の風が多少大きい傾向がある。従って、同じ蒸発公式を用いても烏丸半島の風を用いた場合は熱損失が大きく評価される可能性がある。

詳細観測では、気象観測と常設水温計の記録を用いて、熱収支と鉛直水温差から密度流発生モニタリングを行い、密度流発生時には横断水温分布を密に測定する水温補助観測も行われた。この観測で横断水温構造はかなり明確になったが、横断流速構造は時間的にも空間的にも複雑なものであった。理由は、対象とする密度流以外に吹送流・表面静振等が混在しており、これらの流系を識別するには、空間、特に鉛直方向の分解能が基本的に不足しているためと考えられた。水温補助観測の際、試験的に流速測定も試みられたが、船上観測は原理的に困難であった。

1986年観測では2.3節の吹送流観測方式を用い、密度流発生時を主な対象として、鉛直10層の流速・水温鉛直分布が10分毎に測定された。この観測(ポール観測)では図3.8の3橋脚で計450分布が観測された。一方、常設電磁流速計以外に設置する臨時の電磁流速計は界面付近に集め層間隔を1mに固定して流速変化層の速度勾配を連続観測(シア観測)した。

その他、平衡水温を求めるために深さ約30cmの水槽水温を観測し、さらに、熱収支を計算する上で重要な表層水温 $T_s$ について、琵琶湖汽船、建設省観測船および漁船の船腹に取付けた自記水温計により南・北両湖にわたる縦断観測記録を得た。また、界面現象の実態を知るため1.5節でみたような界面波に関する観測も試みた。なお、これらの詳細観測の結果については3.4節でまとめて示すことにする。

以上、詳細観測に至る観測の経緯を述べた。つぎの3.2.2では密度流にいくつかの流下型式があり、流量で規定されることを示す。3.2.3では、これを踏まえて、定点および移動観測で得られた密度流の実態を解釈する。

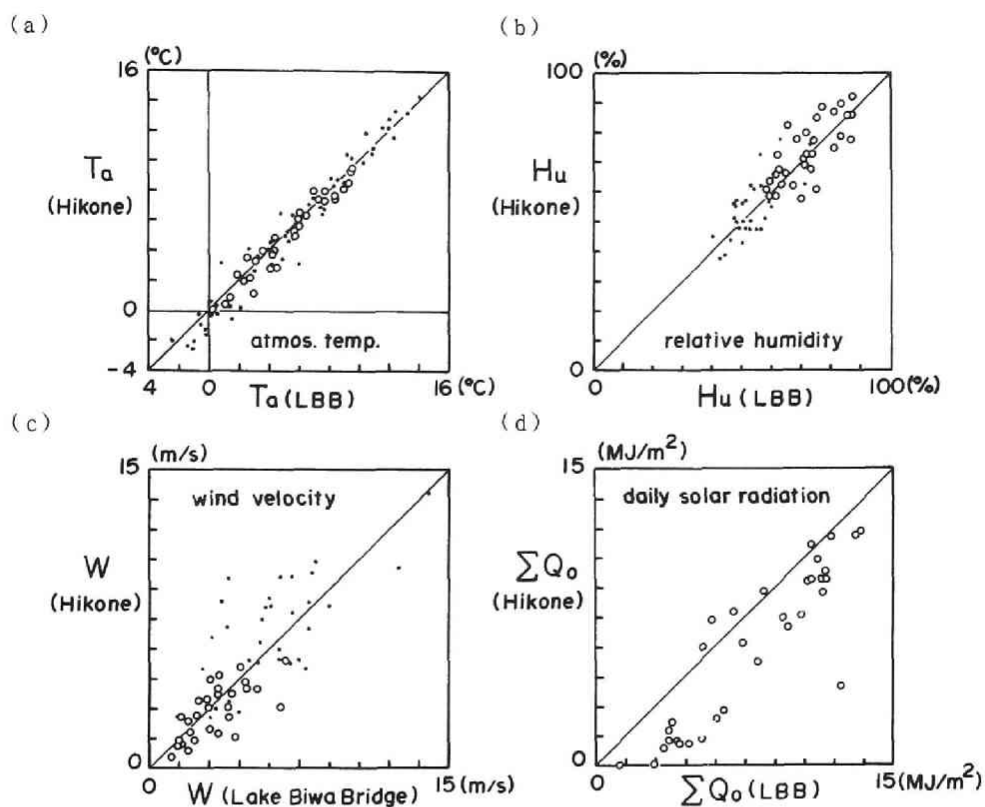


図 3.9 大橋・彦根の気象比較(1985)

(a) 気温、(b) 湿度、(c) 風速、(d) 日射量

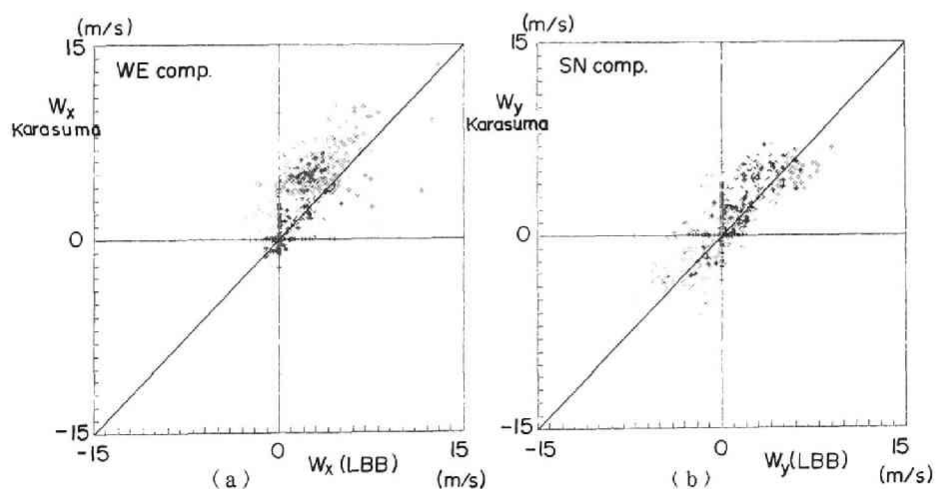


図 3.10 大橋・烏丸半島の風の比較(1985)

(a) 東西成分、(b) 南北成分

### 3.2.2 傾斜底の下層密度流<sup>20)</sup>

北湖へ流入した後の南湖低温水の挙動について、一様傾斜底上の下層密度流として検討した。海洋の下層密度流に適用された積分モデルで琵琶湖の現象が説明できることを示す。

#### (1) 積分モデルの概要

Smith<sup>21)</sup>は図3.11に示すような座標系で下層流の体積、質量保存則ならびに流軸・横断方向の運動量保存則

$$d(SV)/d\xi = E_0 V \quad (3.2a)$$

$$d(\rho SV)/d\xi = \rho_e E_0 V \quad (3.2b)$$

$$d(\rho S V^2)/d\xi = s S \Delta \rho \cos \alpha \sin \beta - \rho K V^2 \quad (3.2c)$$

$$V(f \cos \alpha + V d\beta/d\xi) = s \Delta \rho g \cos \alpha \cos \beta \quad (3.2d)$$

を考え、これに径路の関係式

$$dX/d\xi = \cos \beta \quad (3.3a)$$

$$dY/d\xi = \sin \beta \quad (3.3b)$$

を加えた式系をStreamtube Modelと呼び、いくつかの現地水域の流れについて数値解を示した。ここに、 $S$ ；下層断面積、 $V$ ；軸方向流速、 $\xi$ ；流軸座標、 $\rho$ ；下層密度、 $\Delta \rho$ ；過剰密度（ $= \rho - \rho_e$ ）、 $\rho_e$ ；周囲水密度（ $\rho_e = \rho_0 \{1 + D \cdot Y(\xi)\}$ ）で $D$ は成層率）、 $s$ ； $Y$ 方向の底面勾配（ $= \tan \alpha$ ）、 $g$ ；重力加速度、 $\beta$ ；流軸と $X$ 軸のなすピッチ角、 $X$ ；沿岸距離、 $Y$ ；離岸距離である。

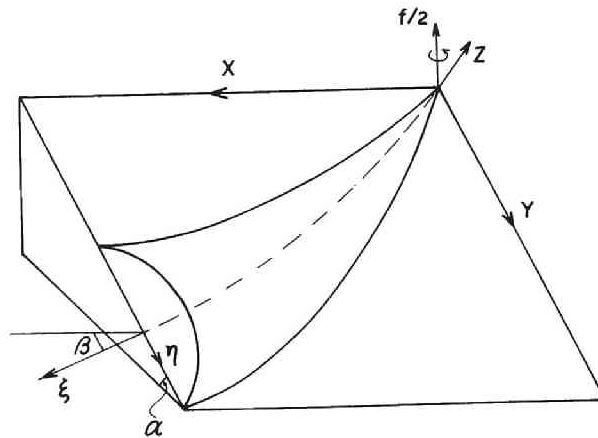


図 3.11 Streamtube Modelの座標系

さらに、

$$E_0 = (1/V) \int_{-1}^{+1} \omega_0 d\eta \quad (3.4a)$$

$$K = (1/\rho V^2) \int_{-1}^{+1} (\tau_b + \tau_i) d\eta \quad (3.4b)$$

は連行速度 $\omega_0$ と底面・界面せん断力 $\tau_b, \tau_i$ をplumeの幅方向 ( $\eta = +1, \eta = -1$ は下層流の両端)に積分した連行・摩擦のパラメータで、ともに長さの次元を持つ。流れが底面に接する広くて薄い層内に集中し、流速・過剰密度分布の相似形を一樣 (top-hat) 分布と仮定した。初期条件にはソース ( $\xi = 0$ ) での変数の組が与えられる。

$$(\Delta\rho, V, S, \beta, X, Y) = (\Delta\rho_0, V_0, S_0, \beta_0, 0, 0) \quad \text{at } \xi = 0 \quad (3.5)$$

Smithは無次元化の後、数値解を示したが、同時に連行、摩擦、周辺成層のパラメータのある範囲内で解析解の特徴を述べている。それらはソース付近の線形解と下流域( $\xi \rightarrow \infty$ )での漸近解に大別されるが、均質周辺 ( $D=0$ ) について3つの状況を挙げている。

- a) 連行・摩擦ともに小さければ、ソース付近で地形的な蛇行パターンが生じる。
- b) 連行がない場合の下流極限では、摩擦が強いと流軸は等深線と直交するが、  
摩擦が弱ければ等深線に沿う地衡流になる。
- c) 摩擦のない場合の下流極限では、ソース付近の蛇行は連行のため減衰し、  
等深線に沿う流れとなる。

特に、b)の様相は後の考察で重要である。実際の計算では観測結果と合うようにパラメータ $E_0$ 、 $K$ の値を変え試行錯誤で解を求めねばならない。Pedersen<sup>22)</sup>は、この下層密度流について擬似等流解を示した。すなわち、Smithの $E_0, K$ の代わりに、つぎの連行・抵抗係数 $E, f_r$

$$E = 0.072 s \sin\beta \quad (3.6a)$$

$$f_r/2 = \epsilon g h \sin\alpha \sin\beta / V^2 \quad (3.6b)$$

を用いた。ここに、 $\epsilon$ は相対密度差、 $h$ は下層厚を表す。さらに、無次元積分長

$$l = \int_0^\xi \{s \sin\beta(\xi)/h(\xi)\} d\xi \quad (3.7)$$

を用いれば $l$ の指数型式で水理量を表せる。例えば、下層流の幅 $b$ は

$$b = b(0) \exp(0.144 l) \quad (3.8)$$

となる。ただし、(3.6a, b)は  $s \sin\beta \leq 10^{-2}$  の緩勾配の範囲で成立する。

## (2) 琵琶湖の密度流への適用

まず、周囲水密度は一樣と考え $D=0$ とした。モデルの(3.2)、(3.3)式に加えて、河口流出<sup>23)</sup>

で指摘された指数拡幅則

$$b = b_s \exp(\lambda \xi) \quad (3.9)$$

を仮定し  $S = b h$  とする。ただし  $b_s$  は  $\xi = 0$  での幅を表す。以上は(3.2d)を除いた形で柏村<sup>24)</sup>も示した。拡幅率  $\lambda$  が初期条件で評価できればモデルとして閉じるが、観測等で  $\lambda$  が求まる場合は追跡計算が可能である。幅と層厚を分離すればつぎの連行・界面抵抗則<sup>25), 26)</sup>

$$E = 0.0015/R_i \quad (3.10)$$

$$f_r = C/Re + 0.00207 F_i^2 + 0.0015(H-h)/H \quad (3.11)$$

に幅  $b$  を乗じて用いる。ただし、 $R_{i0} = g' h / V^2$ 、 $F_i = R_{i0}^{-1/2}$  である。(3.11)の界面抵抗表示は、底面摩擦も考慮して、Ippen・Harleman<sup>27)</sup>等を参考に  $C = 5.6$  で固定、 $Re$  には  $V h / 2\nu$  を用いた。計算にはきざみ一定のRunge-Kutta-Gill法を用いたが、無次元化はせず、安定のためにきざみ幅  $\Delta \xi$  を初期層厚  $h_0$  以下にとる必要があった。

琵琶湖大橋地点を原点 ( $\xi = 0$ ) とするが原点付近に地形急変部があり、図3.12の現地座標系 I と II を用いる。計算条件として表3.2に示す3ケースを選んだ。Case1は夏季に北湖で起こる内部静振により南湖に侵入した北湖下層水の排出時の代表的事例であるが、Case2と3は1978年の冬季密度流観測<sup>11)</sup>に対応する条件であり、図3.13はこのときの水温横断(東西)分布である。12月14日は東寄り斜面に沿い流下し、15日は湖底最深部をたどっている。

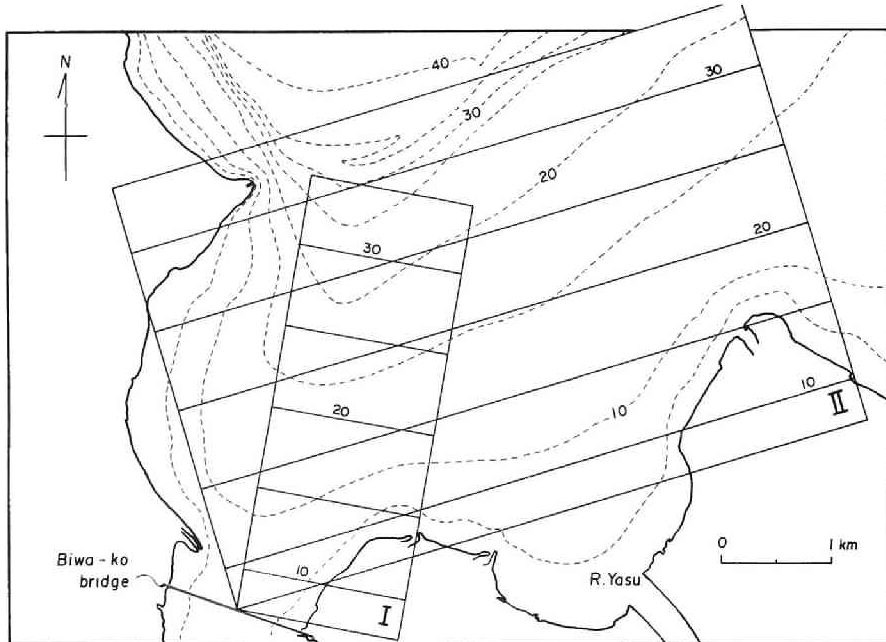


図3.12 積分モデルの現地座標系

表 3. 2 密度流流軸の計算条件

	$Q_0$ ( $\text{m}^3/\text{s}$ )	$\epsilon_0 Q_0$ ( $\text{m}^3/\text{s}$ )	$V_0 Q_0$ ( $\text{m}^4/\text{s}^2$ )	$\beta_0$	$b_0$ ( $\text{m}$ )	$\lambda$ ( $\text{m}^{-1}$ )
Case1	72.0	0.0216	4.32	30	600	0.00085
Case2	29.0	0.0029	1.04	30	530	0.00080
Case3	6.9	0.00069	0.159	30	300	0.00093

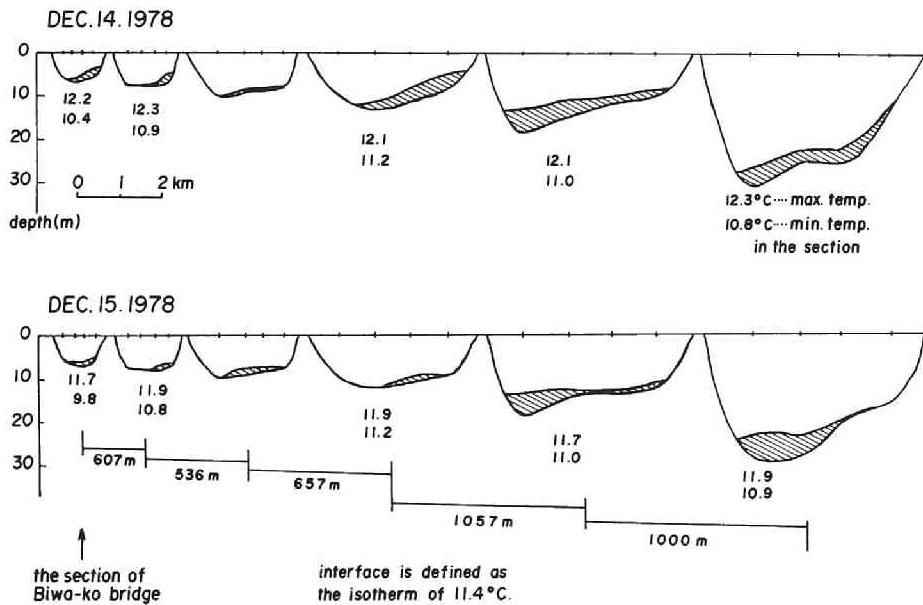


図 3.13 横断水温分布の流下変化

計算結果を図3.14に示す。X=1.5kmを越えないものは座標系Ⅰで最深部を流下したと考える。渦動粘性係数として、 $\nu_v=0.4$ と $1\text{ cm}^2/\text{s}$ の2種の値を用い、それぞれの場合の径路を実線および点線で示した。(3.11)の Reynolds 数を $\nu_v$ で定義したことにより層流型抵抗の項が強く影響し、 $\nu_v=1\text{ cm}^2/\text{s}$ では抵抗が増大し流量による流軸の差が小さかった。以下は $\nu_v=0.4\text{ cm}^2/\text{s}$ の場合について述べる。

1978年12月15日の観測 (Case 3) の密度流は斜面降下型で、同14日 (Case 2) ではX方向への曲がり若干大きい。冬季密度流としては大規模なCase 1 (推定流量 $72\text{ m}^3/\text{s}$ ) では流軸の曲がり大きくY=4.0kmでX=4.5kmに至る。表3.2の流量範囲では、琵琶湖の下層密度流は概して斜面降下型と言える。しかし、 $f \approx 0$ として計算すると直ちに $\beta$ が $90^\circ$ となり、直線的に斜面を流下することが確認された。実際には $f$ を数オーダー下げ ( $f=10^{-10}$ )、他の条件は表3.2と同じとして計算した。このように $f \approx 0$ の場合はCase毎の流軸に全く差が認められなかった。

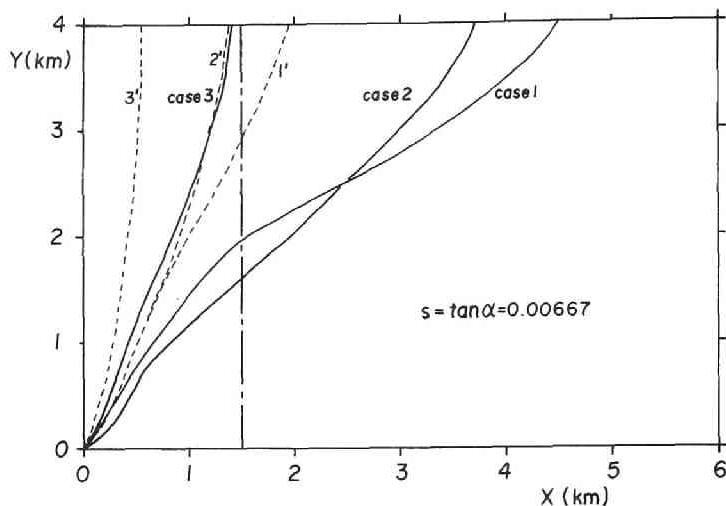


図 3.14 密度流流軸の計算結果

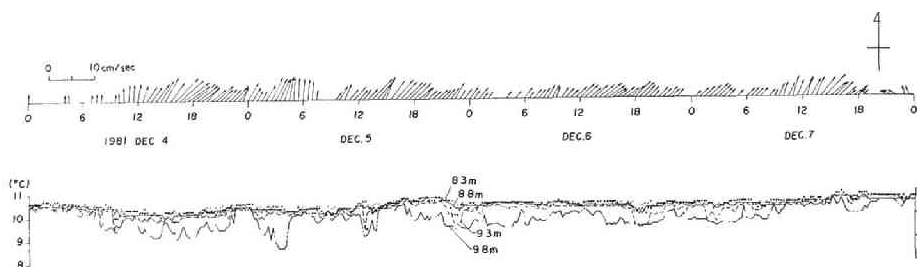


図 3.15 定点 A の下層流速・水温記録 (1981.12)

以上から、琵琶湖の冬季密度流は流量が増すほど東岸沿いに進むようになり、この状況を模擬するには自転効果を正しく評価することが必要であることがわかった。

1981年の定点観測（定点 A、大橋北約 1.2km、水深 10m 地点）では寒波の到来した 12 月初旬に、多層水温計が強い密度流を捉えた<sup>28)</sup>。図 3.16 には 12 月 4～7 日の流向・流速と下層水温を示すが、4 日昼頃より流向が北から北東に転じ、流速も最大約 8 cm/s を記録した。この状況は図の期間中安定し、密度流が持続した。流速は湖底上 1 m の値であり、下層平均流速はこれより多少小さいとしても、モデルで与えた流速（図 3.1 に示す琵琶湖大橋のプロベラ流速計のうち中央下層の日平均値）はかなり小さく、定点観測の流速値でみればより流量が大きい場合の地衡流平衡型に近い。観測された平均的流向が北東を向くこともこれを支持しているように思われた。

### 3. 2. 3 密度流の実態

1982年は暖冬で顕著な密度流は少なかったが、三次元水温分布<sup>14)</sup>から密度流フロントが北湖に侵入する状況を捉えた。フロント進行速度は10cm/s程度で、密度流は典型的な直進型であった。直進型密度流は湖谷最深部を水路のようにして流下し拡幅率が小さいため定点位置は湖谷線上に近づけてとる必要があり、また、層厚も薄いため湖底上2 m以下に数点水温計を配置する必要がある。なお、水深15m定点の記録には期間中に1度、数時間に及ぶ下層水温の異常な低下がみられた。その値は南湖水温とは考え難く、水温計の不調とも思われたが、翌年はこれと同じ現象が頻発し、これが内部静振によるものと確信した。

#### (1) 1983年の観測結果

図3. 16の定点水温記録では、下層水温の顕著な低下が 11月20日と30日、12月13日の前後で数日ずつみられる。第1、3回密度流では北寄りC点の水温低下が先行し、北湖から冷水が遡上したことがわかる。その水温は10℃以下でこの季節の北湖の40m層の水温である。夏より上部混合層は深いが密度差は減少しており、振幅20m以上の内部静振が頻発すると考えられる。この事実は冬季の北湖の混合現象が激しく、密度流で輸送された南湖水が速やかに拡散することを示唆している。このように冬季にも明瞭な内部静振が発生する実態が明らかになったが、ここにみられる北湖起源の密度流は南湖起源の冷却型密度流より水温差・流速が大きい。冷却型の密度流は11月28～30日に発生した第2回（ハッチで示す）のものである。以下、図3. 16に矢印で示した時点の水温構造と湖底上1 mの流れ（午前または午後の12時間平均値）を考察する。

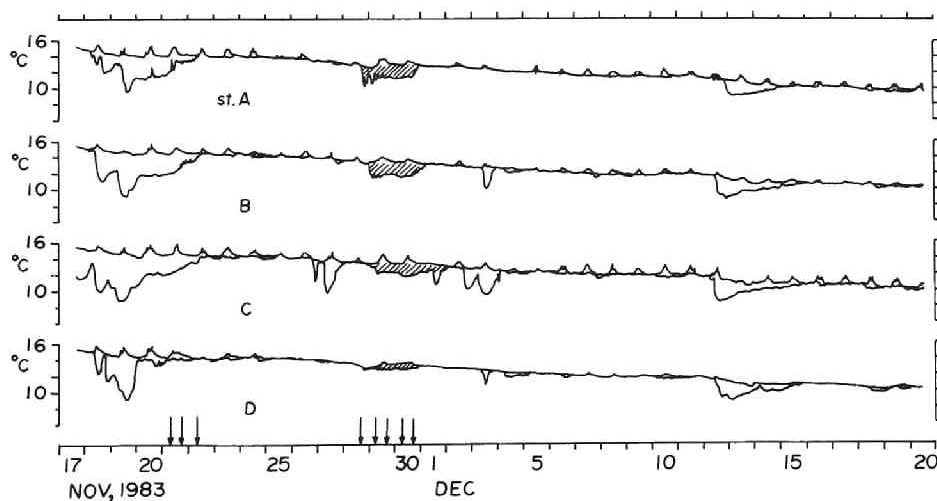


図3. 16 定点水温記録（1983）



11/21 (午前) : 北湖から侵入した冷水塊が下層密度流の形態をとって北湖へもどっているが、内部静振によりA点(大橋北1km)まで冷水が到達することがわかる。湖底上1m層の(b)図の等水温線はA、B両地点間で分断されている。

11/21 (午後) : 流況は午前と同様であるが野洲川河口部の水温分布が異なる。午前中D点付近にあった15℃の高温水塊は消え河川水が密度流に合流する。湖底上1m層等温線が合流点付近で蛇行する。平均流向はどの測点も北北東で、C点の流速が5 cm/sで最大、B点の流速は小さい。

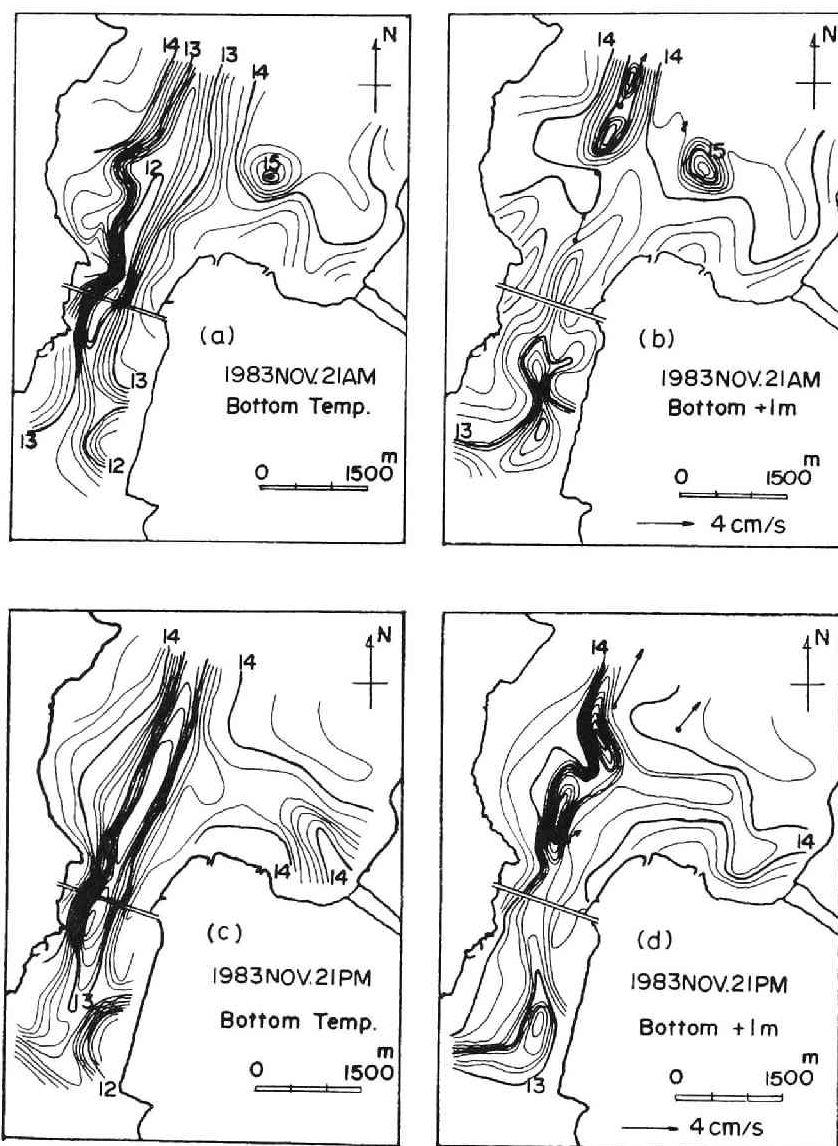


図 3.17(a)-(d) 湖底および湖底上1mの水温分布

11/22（午前）： 前日の密度流が次第に衰えてきたところに強い北風が吹いて、密度流による成層状態が破壊されて水温は鉛直方向に一様化した。下層流向は風向と逆の北向きで、吹送流の特徴を示している。

11/28（午後）： 第2回密度流の原因となった冷込みは25日頃から持続していたが、発生初期の28日になり西風が北の強風に変わった。北湖内の流速ベクトルは図3.17(f)と似ているが大橋付近に明瞭な密度流フロントが出現する。北風はその日におさまり、密度流は破壊されなかった。

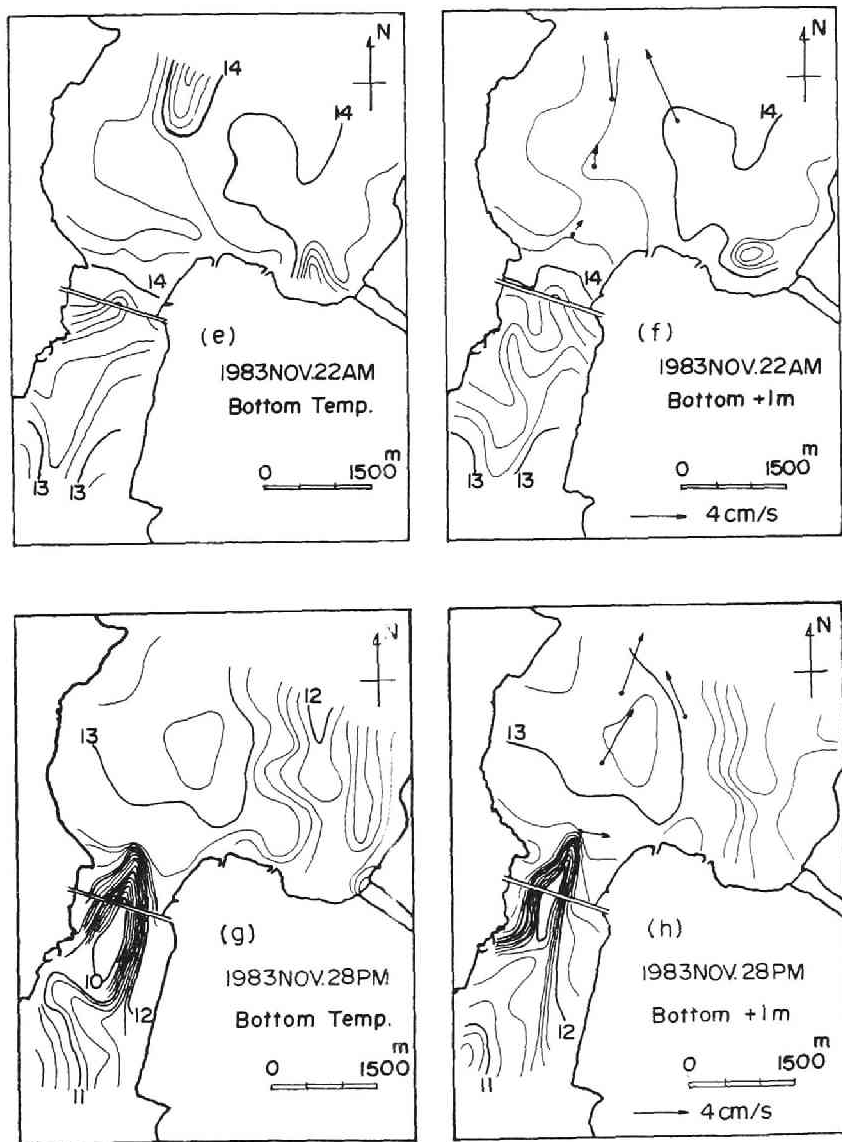


図 3.17(e)-(h) 湖底および湖底上 1 m の水温分布

11/29（午前）： 発生した密度流はやや右寄りに流下したが、 流向は北東から東北東に近い。ただし、C点流向は北向きである。この地点の流速は21日の密度流では最大であったが、今回は特に大きくはない。

11/29（午後）： 密度流フロントが午後には観測水域北端まで達し、 湖底上1 m層の水温分布にも密度流の特徴が明瞭に現れてきた。野洲川河口部にも冷水塊があり、そのためか等水温線で見ると、密度流の右偏の傾向は明瞭ではない。

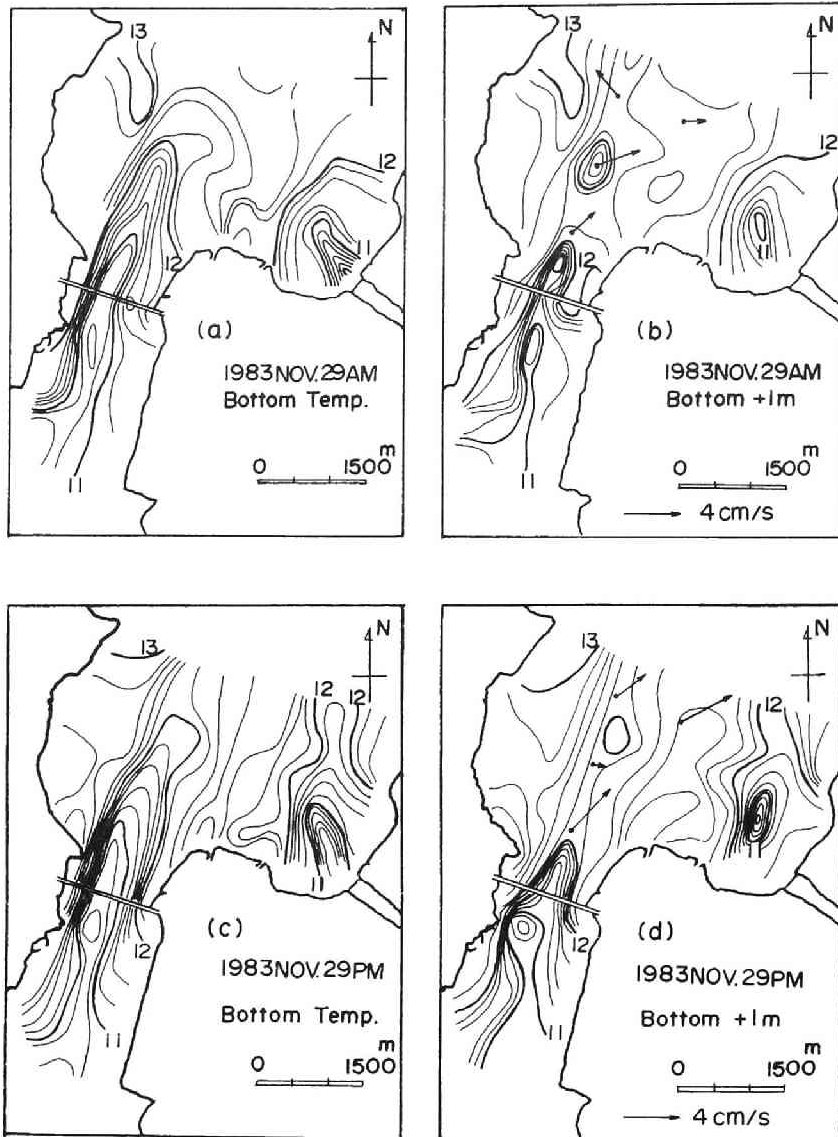


図3.18(a)-(d) 湖底および湖底上1 mの水温分布

11/30（午前）： 密度流の発生後、風は比較的穏やかであったため流れは持続している。流速は前日に比べて若干小さくなっているが、流向は等水温線の方から見て、なお右偏しているようである。

11/30（午後）： 午前中と大きな相違はないが、湖底上1 mの等水温線が切れ始め、密度流が減衰状態になってきたことがうかがわれる。

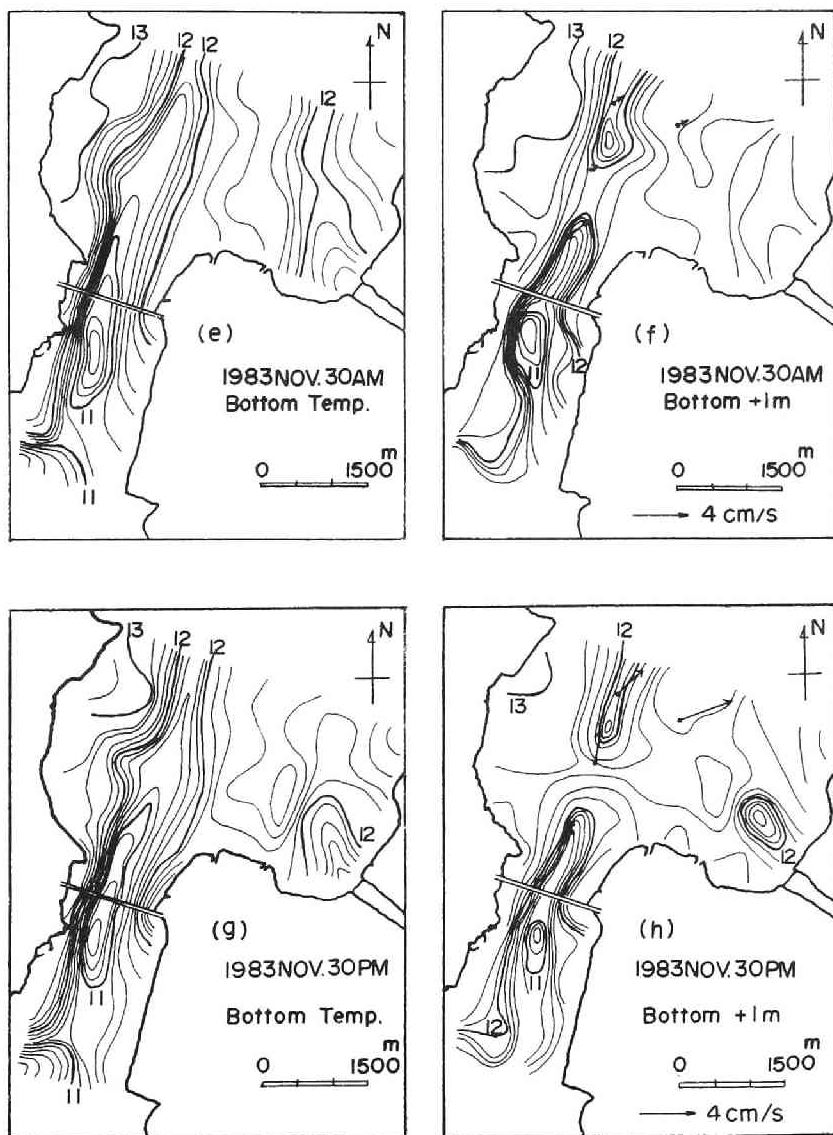


図3.18(e)-(h) 湖底および湖底上1 mの水温分布

## (2) 1984年の観測結果

図3.19は1984年の定点水温記録を示す。内部静振による突発的な水温変動もあるが、前年より規模は小さく、また深いC点に限られていた。従って、この年は冷却型の密度流のみと考える。11月23、26、30日および12月5、17日前後に密度流によると考えられる成層がみられるが、これらのうち、11月29日～12月1日および12月4～5日にかけて発生したものが継続時間が長く、図3.19に示した矢印の時点について考察する。第1回の密度流は東岸沿いに流下した。すなわち、流れが右偏する傾向が明瞭で東岸に偏った水温分布が維持された。前項の積分モデルでは、界面混合状態が流量によって変化するとしたが、外的な混合についても解釈の拡張が可能とすれば、この密度流は風の影響で緩混合状態（図3.4のような典型的な二層流形態を弱混合状態とみなし、これに対して、より混合の進んだ状態を示すために、河口塩水くさびの分類用語を用いている。これらの実例については3.4.2で述べる。）にあったと考えられ、自転効果によって東岸沿いに進んだと推察しうる。一方、第2回密度流は弱混合で比較的界面の明瞭な直進型である。A点では4日から密度流が検知され、平面観測時にはフロントはC点に達し、流向は北北東であった。ところが、移動観測中に北端測点で北湖下層水の侵入を捉えた。最深部を流下する密度流がこれと衝突したことは想像しうる。

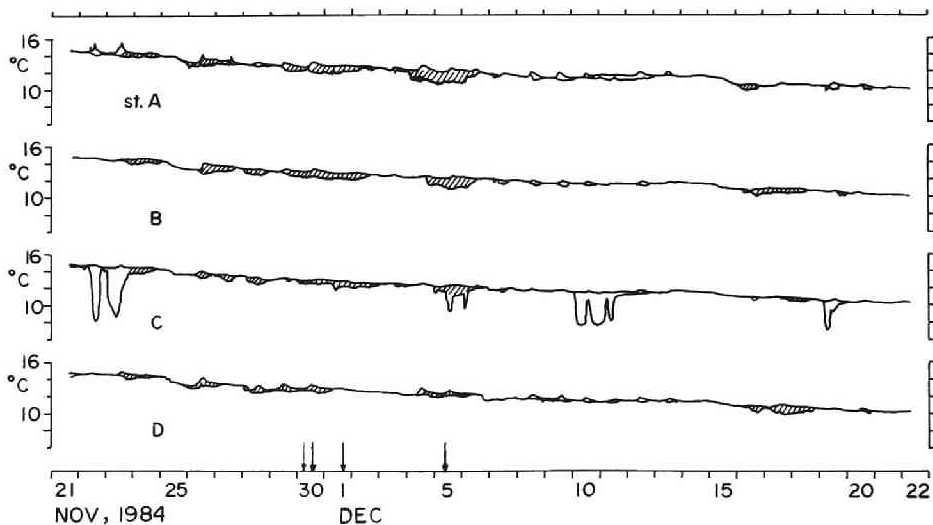


図3.19 定点水温記録 (1984)

11/30（午前）： 発生条件は複雑であったと推察される。 すなわち、20日すぎの寒波で密度流が発生しうる状態にあったが、25日には終日強いN風が吹いて発生しなかった。図3.19では26日にも密度流が発生しているが、27日夜半に再び北風が強まりこれも消滅する。図の密度流は27日の風が直接の要因と考えられ、東岸に偏った形で流下し、密度流縁端部は波状になっている。

11/30（午後）： 午前中の流速は微弱であったが、午後には各測点とも流速4 cm/s程度に達し、南湖水は完全に野洲川河口まで達し、午前中に比べると縁端部は幾分滑らかである。

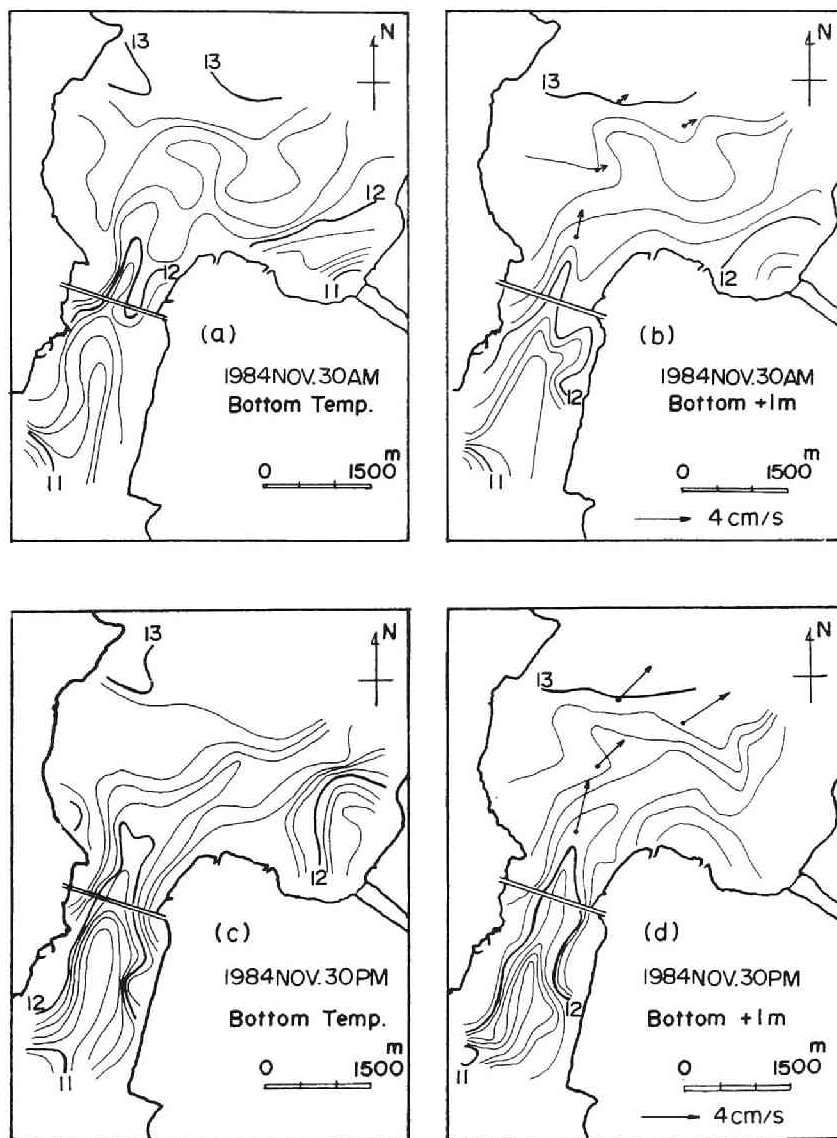


図3.20(a)-(d) 湖底および湖底上1 mの水温分布

12/1（午後）： 密度流はやや幅をひろげ、湖底上1 mの等温線は密度流の特徴を失い、層厚は薄く、流速は小さくなって弱まったことを示す。北端のC点付近にみられる低温水が密度流によるものか北湖起源のものか明らかでないが、次の密度流ではさらに明瞭な形で起こる。

12/5（午後）： 密度流の原因は12月初旬の冷込み、特に2～3日に持続した風と考えられる。平均風速は3～4 m/s程度であったが、発生後は風は静穏で、比較的明瞭な界面をもつ弱混合型の密度流が発生したと思われる。湖底上1 m層では冷水塊の衝突で野洲川河口に向かう巻込みが起こった形跡がある。

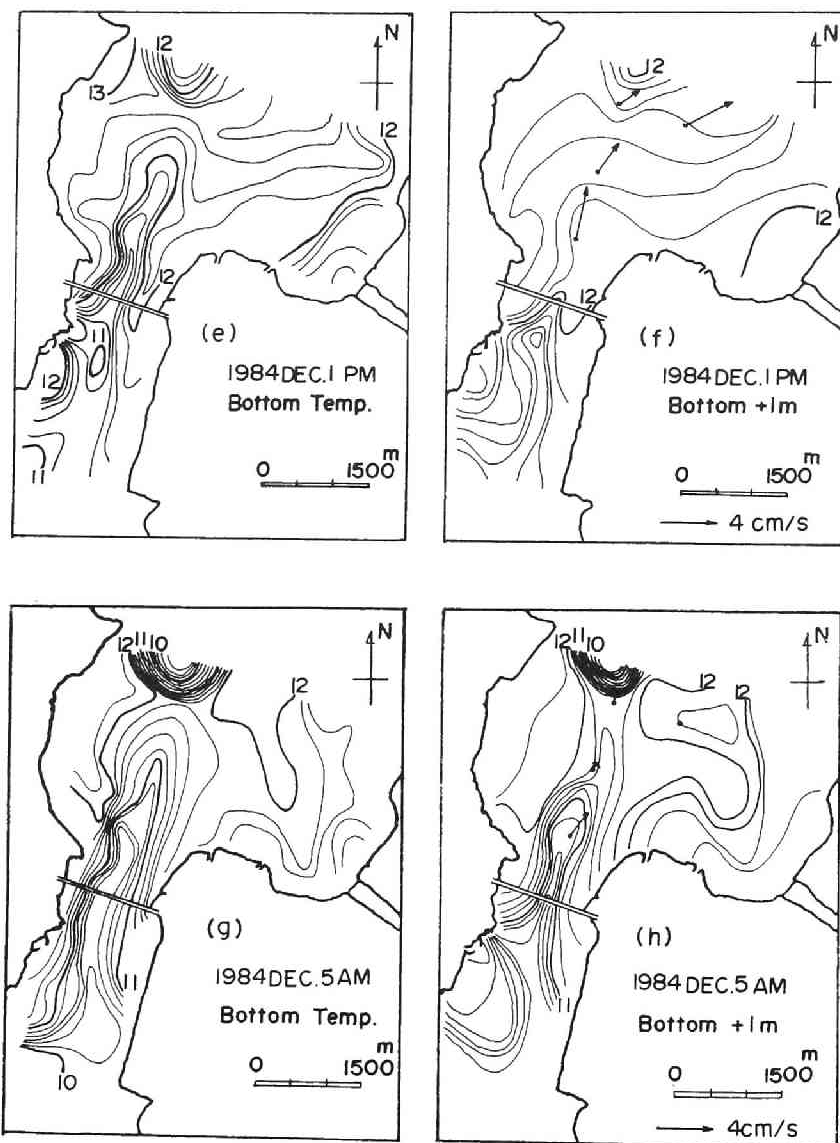


図3.20(e)-(h) 湖底および湖底上1 mの水温分布

### (3) 冬季の流速場

1984年の定点観測記録から求めた各地点の成層指標および流向・流速の時系列を図3.21に示す。これらは15分観測値の6時間平均値である。成層指標は次式で定義する水柱平均浮力を用いた。

$$g \Sigma \{ (\rho_b - \rho_i) d_i / \rho_0 \} / H \quad (3.13)$$

ここに、 $\Sigma$ は11層の和、 $\rho_b$ :最下層密度、 $\rho_i$ 、 $d_i$ :第*i*層の密度と厚さ、 $\rho_0$ :基準密度、 $H$ :水深である。最上段に堅田の風速(6時間平均値)と彦根日平均風速も示す。この水域の流動場には風に支配される3つの流系が存在する。

4 m/s以上の風が吹くと平均浮力が減少、すなわち風による鉛直混合が促進されている。浅いA点以外で流速が増大、下層で流向が風向と逆向きの吹送流が発生し、これが第1の成分である。特に、強風後は流速記録に周期約1日の振動成分が残る。ただし、これは15m以上の水深で顕著であり、この程度の周期をもつ非成層現象として地形性Rossby波がある。これは渦の形態をとる

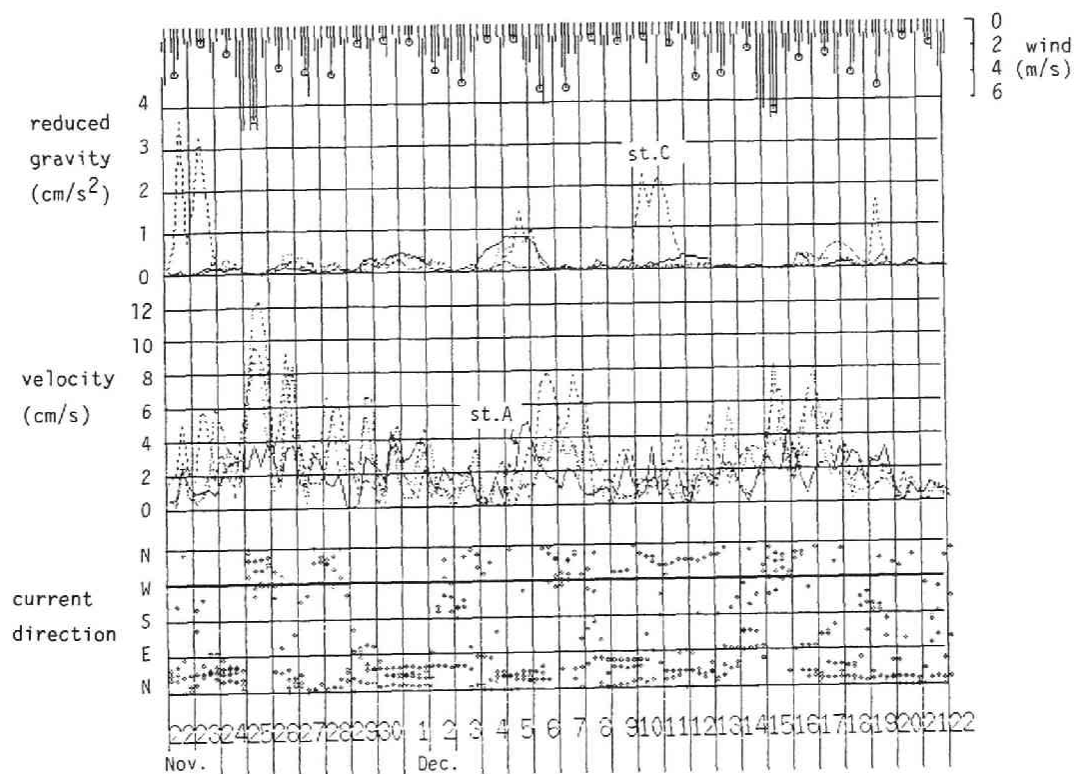


図3.21 成層指標の時系列(1984)



波動で琵琶湖北湖では周期1日程度、寿命は数日～10日程度といわれる<sup>28)</sup>。11月29日～12月1日の密度流外縁部にみえた渦的構造もこの波動と関係する可能性がある。

第2の成分は対象とする下層密度流であり、数日前の気象因子に支配される。密度流発生時の流向は北東で安定し、風の状態により界面混合が活発な緩混合型であれば東岸に沿って北上する。静穏な条件での密度流は成層界面が明瞭で最深部を北北東に直進する。

第3の成分である内部静振もまた周期が数日といわれているから、やはり、数日前の風に支配されると考えられる。期間中4回起ったC点の急激な水温低下は、いずれも強風後に発生したが、強風が吹いても内部静振が発生しないこともある。

以上の各成分の複数のものが同じ風で引起されることもしばしば認められる。例えば12月2～3日の風の冷却で4～5日の密度流が発生したと考えられるが、5日午後の内部静振もこの風によると推察される。

このように、現地の流速場は複雑であるが、各事象の原因となる気象条件は熱損失量の時系列でよく表現される。熱損失量は熱的境界条件であると同時に、流動や混合という物理現象の指標でもある。内部静振が頻発したことからもわかるように、1983、84年は1982年よりも風が強く（1981、82年の場合11、12月の平均風速が2.5m/sであったのに対し1983、84年の場合は3.1m/s）、発生した密度流が破壊されやすい状況にあったといえる。両年度の観測から、風が密度流を消滅させる過程や緩混合に近い密度流の水温場の実態が捉えられた。

### 3.3 浅水湖の熱収支

図3.22(a),(b)は、代表的なバルク公式で求めた日平均熱損失量と風速・気温の相関であり、琵琶湖大橋常設プロベラ流速計・水温計記録から数日の密度流を含む期間（12日単位）を選んで計算したもので、図3.3(b)に示した相互相関もこれらの一部に関するものであって、気象量と密度流の関係をみるには適当と思われる。風の冷却作用については、図3.22より、風速と気温は熱損失量としてまとめうるが、密度流との関係においては風による流動や混合作用も重要である。しかし、熱損失があつて密度流が破壊する場合はあるが、熱損失なしには密度流は発生しない。まず、湖面熱収支の正しい評価が必要であり、風の混合効果を分離するのはつぎの段階である。本節では熱収支各項のバルク公式を見直し、冬季の気象条件において適合性を検討する。なお、密度流の時間規模から、ここの熱収支は日単位計算を対象とする。

#### 3.3.1 湖面冷却量の表示

浅水湖の熱収支は次式で表される。

$$Q_n = Q_s - Q_b - Q_e - Q_c \quad (3.14)$$

ここに、 $Q_s$ は日射による短波放射量、 $Q_b$ は長波放射である水面及び大気放射の差としての有効逆放射量、 $Q_e$ は蒸発に伴う潜熱輸送、 $Q_c$ は伝導による顕熱輸送を表す。右辺各項の収支として熱フラックス $Q_n$ が湖の水温変化を支配する。

バルク法には多数の経験式とそのレビュー<sup>29)・30)</sup>があるが、公式の選択に基準はなく風応力

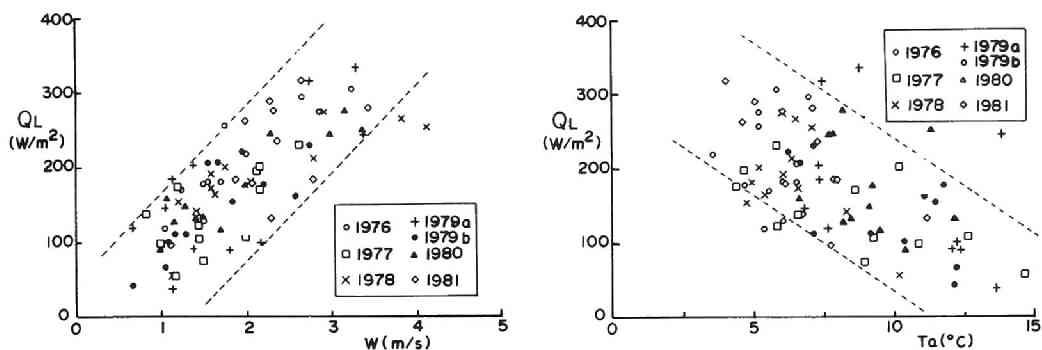


図3.22 熱損失量と風速および気温の関係

と同様に係数の不確定さがある。4 未知量の収支を求めるから公式の組合せで計算結果は変化する。以下で熱収支各項の公式について変動範囲を考え、冬季の気象条件での適合性を検討する。また、流れの時間規模から、少なくとも日単位以下の熱収支計算が要求される。

#### (1) 日射量

図3.23は彦根気象台の地表面日射量 $Q_0$ と日照率 $S$ ；(日照時間/最大可照時間)、雲量 $C$ の関係を1981～84年の気象月報に基づいて示す。平均的には公式<sup>(29)、(31)</sup>の優劣はないが、雲量表示は特に高度表現が難しく、日単位計算にはばらつきが大ききようである。ここでは、観測値があるので計算の自由度は一つ減る。水面反射率は通常3～6%であるが、冬季は風波が高く10%程度ともいわれ、有効逆放射と比べて無視できない。ここでは大きめの6%を採用した。

#### (2) 有効逆放射

水面から大気への逆放射量 $Q_{br}$ は次式で評価する。

$$Q_{br} = \epsilon \sigma T_s^4 \quad (3.15)$$

ここに、水面射出率 $\epsilon = 0.97$ 、 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} [W/m^2 K]$ は Stefan-Boltzman 定数である。 $T_s$ は表面水温で $*$ は絶対温度(K)表示を示す。一方、水面に向かう大気放射 $Q_{ar}$ は気温 $T_a$ により

$$Q_{ar} = \epsilon_a \sigma T_a^4 \quad (3.16)$$

と同じ形で書ける。大気射出率 $\epsilon_a$ は気温または水蒸気圧 $e_a$ の関数で表される。1976～84年の11、12月の月平均気温と蒸気圧関係を調べると、これらの月の相対湿度は75%でほぼ一定であった。湿度が一定として変数の異なる $\epsilon_a$ 式<sup>(32)～(41)</sup>を比較したのが図3.24である。冬季の気温範囲での公式の差は、蒸発公式が数倍異なるのに比べると小さく、 $\epsilon_a = 0.6 \sim 0.8$ であり、晴天時における

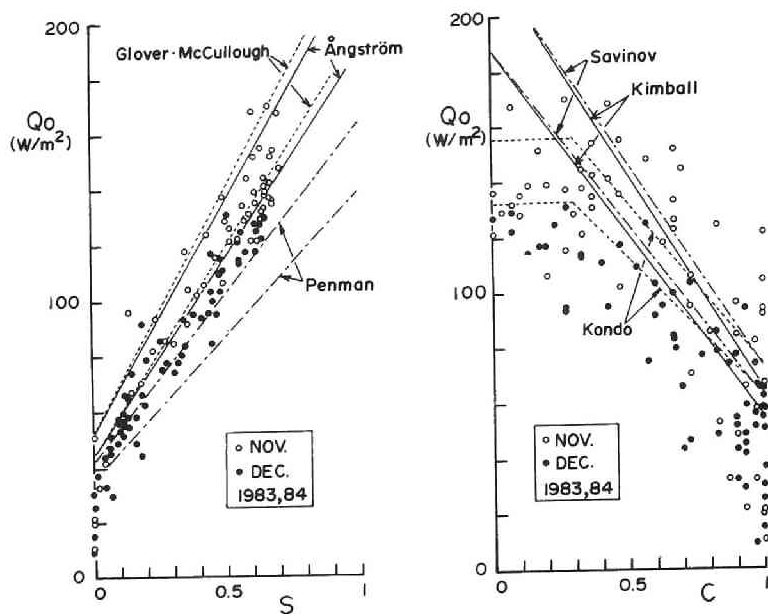


図 3.23 彦根気象台の実測日射量と  $S$  および  $C$  の関係

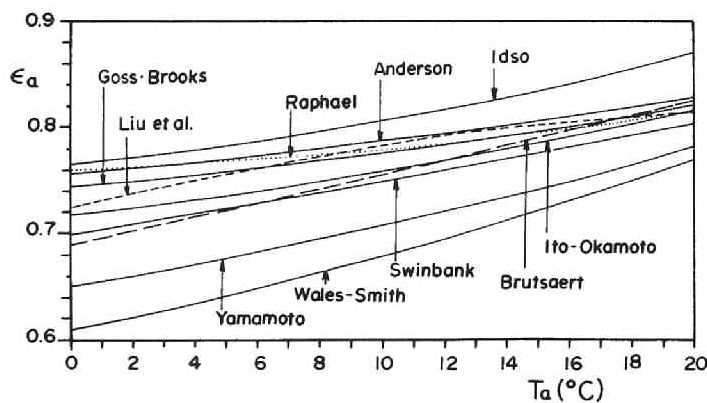


図 3.24 晴天時の大気射出率  $\epsilon_a$  の比較 (相対湿度75%)

有効逆放射は逆放射の20～40%である。実際に  $Q_b$  に影響するのは天候補正であり、通常は雲量補正を用いるが、雲量決定が困難なため日照率  $S$  表示とする。11～12月平均雲量は0.6～0.8程度で逆放射の10～30%が有効逆放射量になる。水温は10℃前後で  $Q_{br}$ は360W/m<sup>2</sup>、 $Q_b$ は40～100W/m<sup>2</sup>である。一方、 $Q_s$ は70～100W/m<sup>2</sup>であるから、正味放射量  $Q_r = Q_s - Q_b$ は冬季に小さい

日射量の20～30%という小さい正值となる。すなわち、平均的に放射平衡が達成され、潜・顕熱輸送が熱損失に対応し、浅水湖の熱収支に重要ということが確認された。

### (3) 潜・顕熱量

蒸発による潜熱輸送量は次式で求める。

$$Q_e = \rho L_v E \quad (3.17)$$

$$E = f(W)(e_s - e_a) \quad (3.18)$$

ここに、 $\rho$ は水の密度、 $L_v$ は気化熱に相当する仕事量で、ともに水温の関数であるが平均的には、それぞれ $1000\text{kg/m}^3$ 、 $2.5 \times 10^6 \text{ J/kg}$ である。 $E$ は蒸発速度で、ここは $\text{m/s}$ 単位とする。蒸発係数 $f(W)$ は高さ(2～10m)の風速 $W$ の関数であり、 $e_a$ は大気水蒸気圧、 $e_s$ は表面水温 $T_s$ での飽和水蒸気圧である。これには、多くの式が提案されている<sup>42)～46), 30)</sup>が、圧力単位として $\text{N/m}^2$ を用いると図3.25の範囲になり、

$$f(W) = (0.8 \sim 2.7) \times 10^{-11} W \quad (3.19)$$

といえる。風速高度が2 mの公式は破線で示したが、湖の大きさ(風程)等とも関係するようで

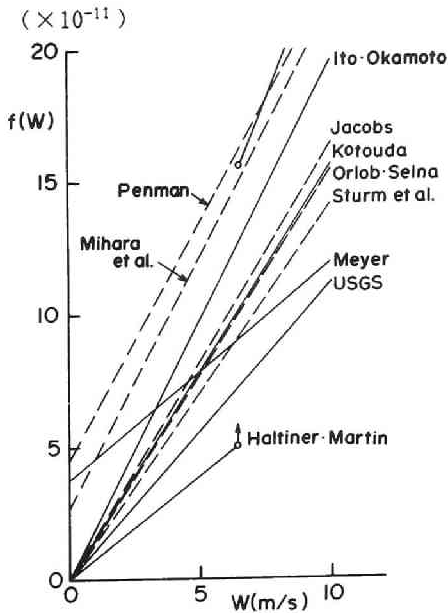


図3.25 蒸発係数  $f(W)$  の比較

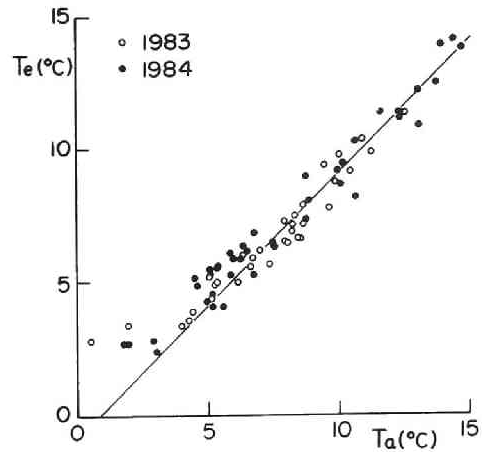


図3.26 気温と平衡水温の  
関係(日平均値)

比較は難しいが、従来の  $f(W)$  値は相互に 3 倍も異なる。輸送係数比を 1 とし、mb 単位で書けば

$$R = Q_c / Q_e = 0.66(T_s - T_a) / (e_s - e_a) \quad (3.20)$$

はボウエン比である。大橋周辺部には密度流による成層が現れ、水平熱移流効果のために貯熱量変化を分離するのは難しい。そこで実測平衡水温から通常のボウエン比の範囲で適切な蒸発公式を定めた。図3.26は実測平衡水温と気温の各日平均値を示し、

$$T_e = T_a - 0.9 \quad (3.21)$$

の関係があり、11～12月全国平均<sup>29)</sup>に近い  $T_e$  が測られたことを示す。切片の大きさにより各項の相対関係が推定され、これは  $Q_b/Q_s$ 、 $h(W)$  および  $r$  で変化する。潜・顕熱係数比  $r = 1.5$  と  $2.3 [^{\circ}\text{C}/\text{mb}]$ 、 $Q_b/Q_s = 0.7 \sim 0.9$  では、基準蒸発公式の  $0.5 \sim 1$  倍範囲で  $-1^{\circ}\text{C}$  の切片を得る。すなわち、日射に対する有効逆放射の割合とボウエン比で蒸発係数が選ばれる。

蒸発係数は三原らの換算値<sup>29)</sup>と同じか半分程度であって、琵琶湖について提案された公式を基準とすれば月平均蒸発量は与えられる。図3.25でも伊藤ら<sup>37)</sup>、古藤田<sup>43)</sup>の式が標準値を与えている。ここでは、伊藤・岡本式<sup>37)</sup>を上限、Sturmら<sup>45)</sup>の採用値を下限とする範囲

$$E = (1.4 \sim 2.0) \times 10^{-11} W(e_s - e_a) \quad (3.22)$$

を考える。熱損失係数  $k_e$  を用いれば、

$$Q_L = k_e (T_s - T_e) \quad (3.23)$$

のように表せる。蒸発公式は  $T_s$  一定で  $k_e$  は風速に比例するので、図3.27に示すように熱損失は

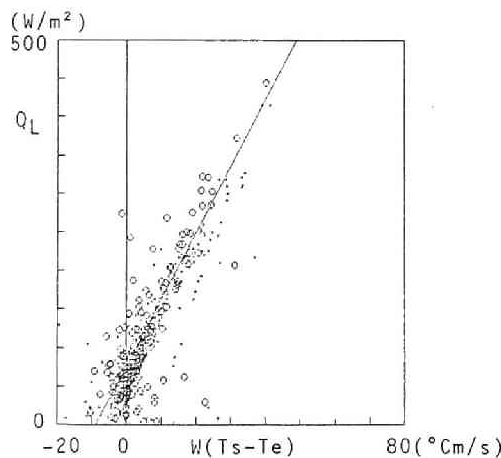


図3.27 熱損失量の表示 (○;  $T_s > 8^{\circ}\text{C}$ 、・;  $T_s < 8^{\circ}\text{C}$ )

$(T_s - T_e)W$ に比例する。蒸発公式の相違は勾配  $k_e$ に現れ、水温をパラメータとする風速の関数であるが、放射や水温レベルの影響を無視すると  $k_e = 6.2 \sim 8.5 W$  ( $W/m^2/^\circ C$ ) の範囲である。

### 3.3.2 表層水温分布と移流効果

熱収支計算には気象資料以外に表層水温を正しく与える必要がある。また、この資料によって計算の妥当性が判断される。最初に各月初旬の定期観測による表層水温（水面下50cm）平面分布を図3.28に示す。(a)、(b)図は1984年、(c)、(d)図は1985年の分布であるが、同様の特徴を示している。北湖表層水温は南湖のそれに比べ11月で  $1 \sim 2^\circ C$ 、12月では  $2 \sim 3^\circ C$  高い。両年とも12月には北湖水が南湖西岸に偏って南下する特徴が認められ、北湖南部東岸に冷水塊が存在する。

図3.29は浜大津・竹生島航路の水温記録（水面下20cm）であり、大橋の南数kmに平衡水温  $T_e$  との差が急減する区間（北湖水フロント）がある。南湖水温は放流の影響で流下とともに指数的に減少し平衡水温に近づく。南部でも水温差の減少は続くが両区間の巾指数の相違は幅と水深の変化に対応し、同様に北湖の南部にも水温勾配がある。南湖水温は大橋付近を除いて平衡水温に近く、ほぼ一様とみなせて熱損失は大きくない。表層の北湖水フロントより南では湖水は混合し、鉛直平均水温と表層水温は同じと考えられる。

南・北湖水温を別個に計算し、ボックス間の熱交換を考える。両湖水を直接交換させると移流効果が過大評価されるため中間水域を設け、その冷却も考慮し水温差を緩和する。恒流補正を考慮して計算した南湖混合水温（点線）を、定点A～Dおよび各橋脚・各層水温時系列と重ねて示したのが図3.30であり、混合水温計算値は密度流下層水温の実測値とほぼ一致する。すなわち、表層フロントより南の湖水が密度流として北湖へ流入している図3.29の特徴がみられる。

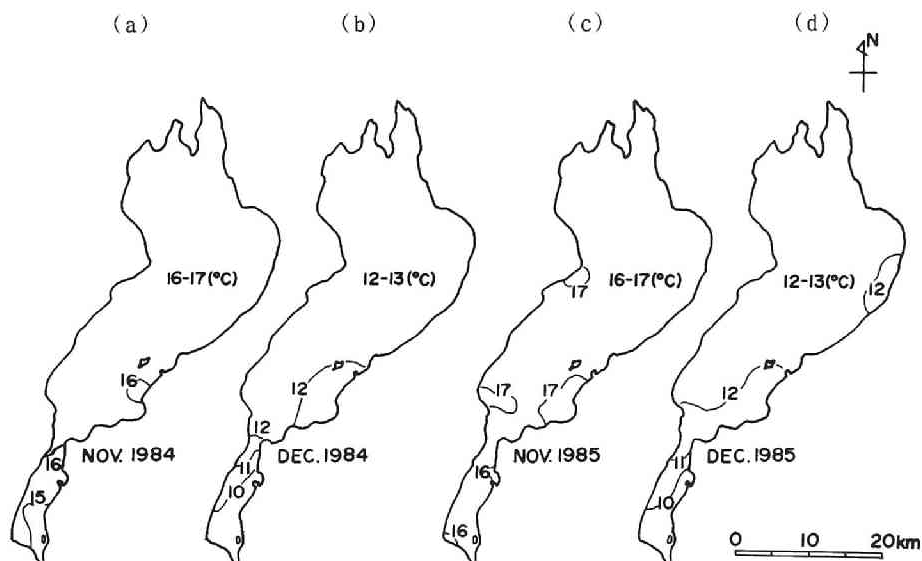


図3.28 定期観測による全湖水温分布

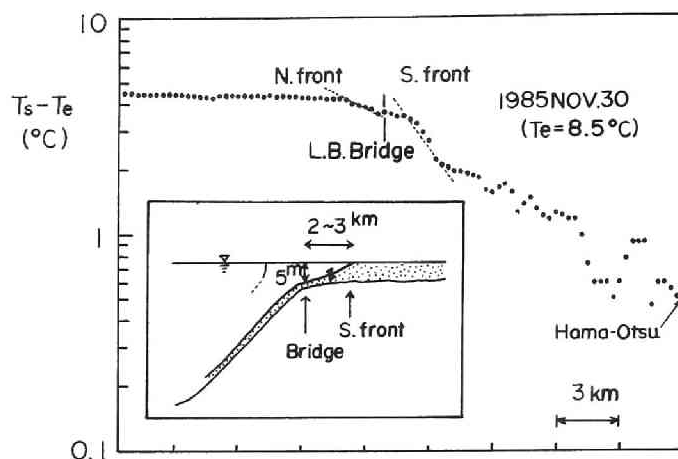


図3. 29 航路の縦断水温分布

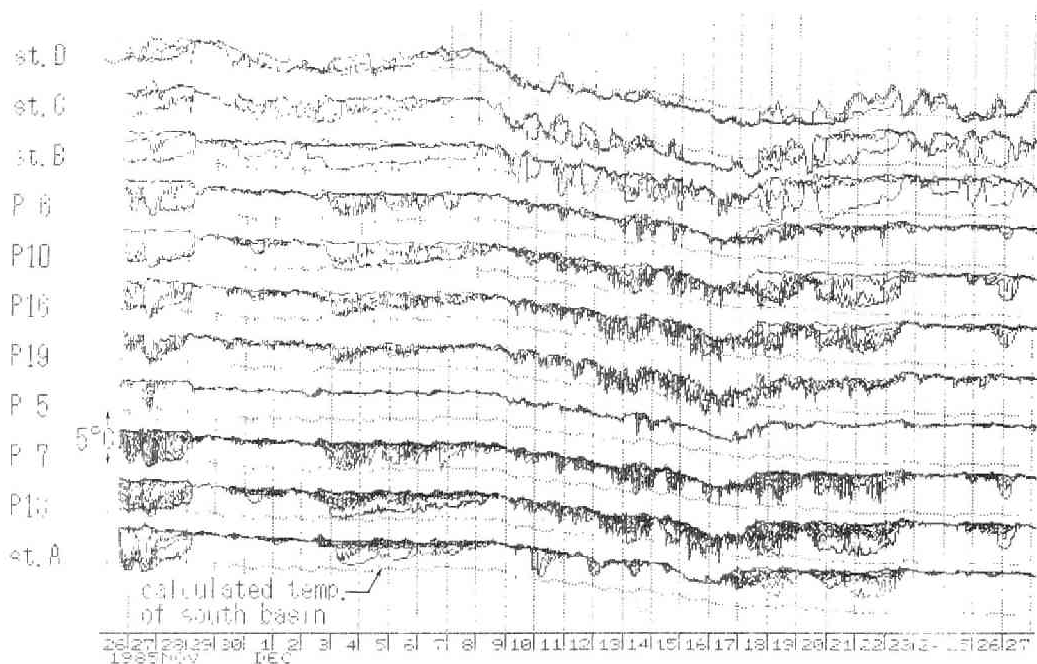


図3. 30 南湖混合水温計算値と定点水温記録

密度流が発生すると南湖北部の表層水温は上昇する。密度流は南湖冷水を排除しながら上層で北湖水を南湖に導き、この温度上昇が密度流の移流補正分に相当する。いわゆるシア効果（流速分布が顕著なほど水平熱交換が促進される）により、熱的には放流量の増大と同じ効果がある。

密度流の補正を導入すれば低下した南湖混合水温が再び上昇する特徴がつかめ、実測値の傾向をさらによく表すと期待される。しかし、これには密度流の流量表示が必要である。

### 3.3.3 風による冷却と混合

冷却量は風速と水温・気温差で表され、同じ冷却では温度差因子の大きい方が密度流が存続しやすい。実際は温度差の寄与分（顕熱輸送）は小さく、ある程度風がないと密度流を発生させる湖面冷却が生じない。一方、風速が増すと冷却とともに鉛直混合が促進され、発生した密度流を破壊することがある。この相反する風の作用が冷却と混合である。

成層が破壊される限界風速を検討するため各層の  $g'$  から上層浮力を計算し、吹送流の図2.65と同じ方法で求めた連行速度を図3.31に示した。この計算には1985年観測のP5、7、13およびSt. Aの11層水温分布の1時間データを用い、風速3 m/s以上を×、2 m/s以下を・、中間風速を■で示す。 $w_e/u_*$ の値に関する明瞭な傾向は(2.90)式を境に、弱風(・)と強風(×)が分離されることである。多くのエネルギーモデルでは風のなす仕事 ( $\propto u_*^3$ ) が蓄えられた位置エネルギー（層の浮力に相当する）を上回らないと上層内の混合が起こるだけで上層深化は生じないと仮定される。 $g'=0.2\text{cm/s}^2$ 、上層厚  $d=500\text{cm}$  とすれば密度流発生時の平均的積分浮力は  $100\text{cm}^2/\text{s}^2$  程度である。 $R_{*}=g'd/u_*^2$  の限界値を1000とおくと  $u_*^2=0.1(\text{cm}^2/\text{s}^2)$  となり、約3 m/sの風速を得る。1時間あたりの  $w_e$  に換算すると  $2.5 \cdot 0.001 \cdot 0.3 \cdot 3600 = 2.7(\text{cm/hr})$  となり、精度的にも限界である。一方、強風時、例えば  $u_*=1(\text{cm/s})$  では、 $w_e=90(\text{cm/hr})$  に及び成層は容易に破壊する。

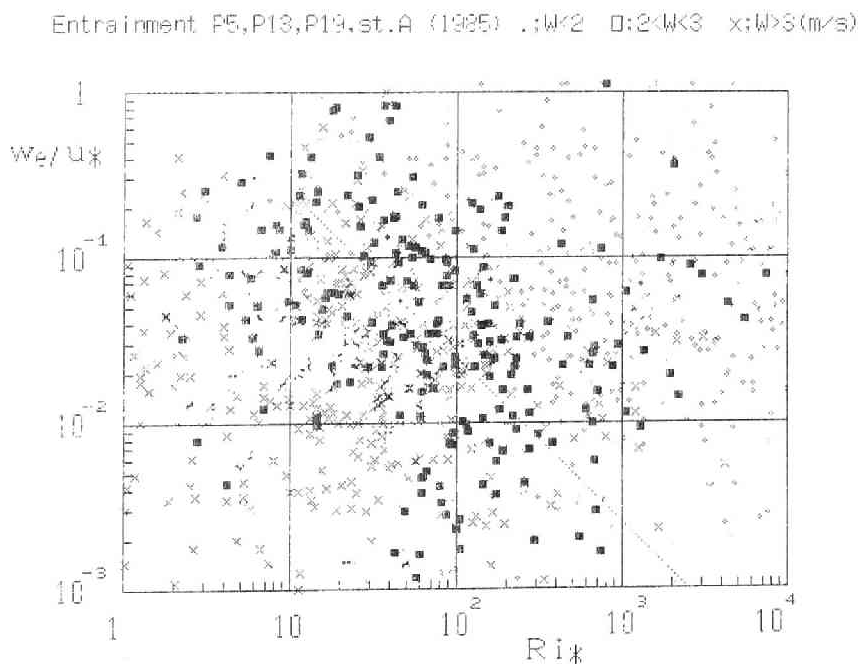


図3.31 上層への連行係数としてみた密度流の成層破壊



### 3.4 密度流の発生予測

#### 3.4.1 流速鉛直分布の観測

1986年詳細観測で得た琵琶湖大橋断面の流速鉛直分布を検討し界面抵抗係数を評価する。混合層厚は流速増加や水温差の減少、すなわち界面安定に関わるRichardson数の減少に伴い増大する。両者を併せて考えることで連行効果を加えた界面抵抗則にまとめられるが、これは前章で示した吹送流の水面抵抗則から変換されるものである。

##### (1) 観測の概要

流速鉛直分布は図3.8の琵琶湖大橋橋脚P7, 11, 13で観測した。湖底から水面上約4mの高さまで直立したポール（直径40mmの足場用鋼パイプ）に方位が固定できるセンサーホルダーを装着、これを昇降させ所定の鉛直位置間を移動させた。ポール上端は橋台上面に固定し、下端には鋼板を付け沈下を防止した。測定には電磁流速計と白金抵抗水温計を用い、データ収録はパーソナルコンピュータで制御した。流速計のうち2台は流向・流速式、1台（P13）が2成分式である。1層の測定を30秒とし、実際の測定時間は20秒、10秒はセンサー移動と静止に要する時間とした。1鉛直分布（10層）の測定は5分で完了するが、作業に余裕をとり、10分毎に分布を測定した。このポール観測は有人で安全を考慮し昼間のみとしたので1日の測定時間は6時間程度が限度である。5日間、3橋脚で450分布を測定した。定点観測は図3.2の4点で下層に流速計を置いたA点以外は水温定点である。他の機器は琵琶湖大橋断面に配置した。特に、橋脚P6, 10, 16では電磁流速計を2台ずつ使用し、湖底上50、150cmの2層連続測流（シア観測）を実施した。

定点の多層水温記録と気象条件（風速・気温）により、1986年の密度流発生状況をみたものが図3.32である。密度流は11月24～25日、12月2～4日および11～15日の3回発生した。これらは、モニターした冷却指標の増加と対応し、そのピークから約3日で発生しており、また、いずれの密度流も5 m/s以上の強風で破壊されている。ポール観測は最大規模の第3回密度流前半の12月11～13日の3日間に行った。この観測は密度流と共存してこの水域の流れを複雑にする吹送流についても検討する目的があり、11月29日と12月18日の非成層時2日間にも行った。

流速データを解析するにあたり、西向き正として琵琶湖大橋と平行にx軸、南向きを正として大橋断面と直交するようにy軸をとった。従って、この大橋座標系の北は方位の北と、時計廻りに約20度ずれている。x、y方向流速成分をu、vとすると密度流の北向きの流れはvの負の値（逆流）で示される。

観測時、航行等の影響で時折ノイズがはいることは避けえなかった。他にも原因はあろうが、ノイズはすべて誤差として扱い、連続データとしての解釈が容易になるよう、空間（鉛直）的に3層、さらに、時間的には3時点の移動平均によって平滑化の前処理を施した。ただし、界面のシャープさを保持するため水温分布は鉛直平滑しない。また、層・時間間隔が一定でないことは考慮せず、3点の重みは同じとした。過度な鉛直平滑は速度勾配も緩和するが、誤差による勾配のばらつきの方が實際上問題と考えた。一方、時間平滑は1時点の誤差を前後に分散させ局所的に不利であるが、全体的には滑らかな時間変化と見なせるようになる。

船の影響でないと思われるノイズは水深の半ば付近に見出された。各点20秒（サンプル数20～

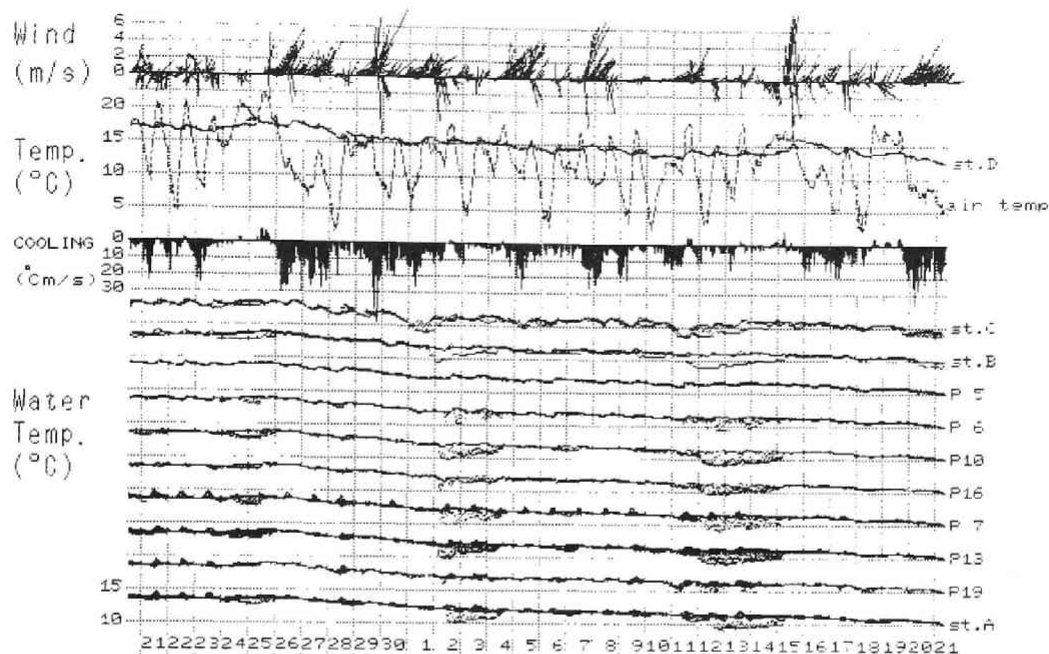


図3.32 観測期間内の密度流発生状況 (1986)

40) 平均して流速・水温値をとるが、平均すれば妥当な値になる場合でも、アナログ指値に風波より長い周期10秒前後の変動が稀に存在した。こうした周期に20秒平均では十分とはいえない。この流速変動は後に考察する界面波の周期帯にはいる。密度流に伴う界面波か、水面付近の擾乱による界面の孤立波かは不明であるが、何らかの界面変動の結果である可能性が強い。

平滑化した流速分布は、成分毎に鉛直平均流とそれからの偏差流分布に分離し、静振のような鉛直変化の小さい流れの影響を除く。このゼロ平均操作による偏差流分布と分離した鉛直平均流ベクトルの時間変化を図3.33上段に示す。各橋脚とも上から水温、 $u$ 、 $v$ 偏差の鉛直分布を示し、水温のハッチは鉛直平均水温以下の値、流速ハッチは負値を示す。ベクトル表示は大橋座標系の北を上向きに示す。

水温が一様であった11月29日は後半部を除き風の影響も少なく、恒流が卓越する状況であったと考えられる。偏差流でみると上層が南向き、下層は北向きで密度流に似た鉛直分布となるが、鉛直平均流を重ねると全体に南向きの対数則に近い分布形と判断される。こうして密度流と恒流は底面付近の速度分布形状から識別できる。しかし、この例のように恒流が単独で存在することは少なく、表面静振が重なることが多い。従って、鉛直平均流は時間規模の異なる複数成分から成るが、ポール観測継続時間は3～6時間であり、4時間静振の分離は困難である。ポール観測

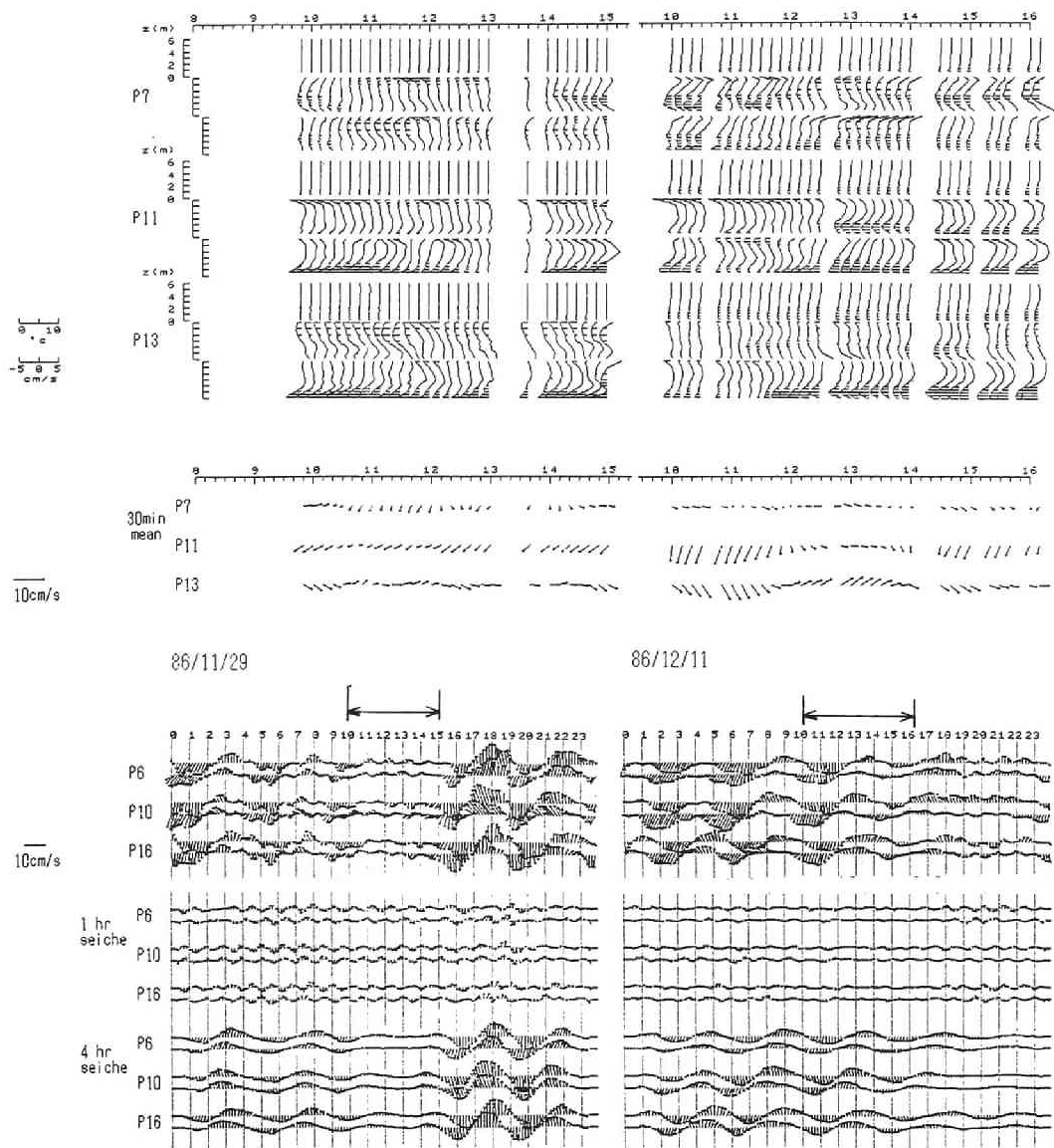
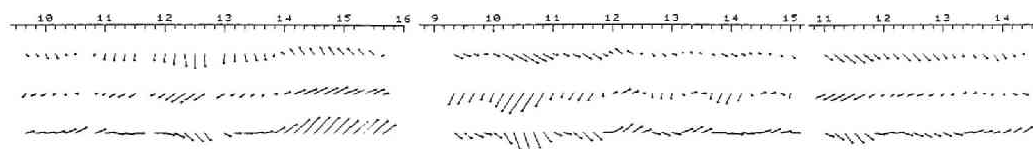
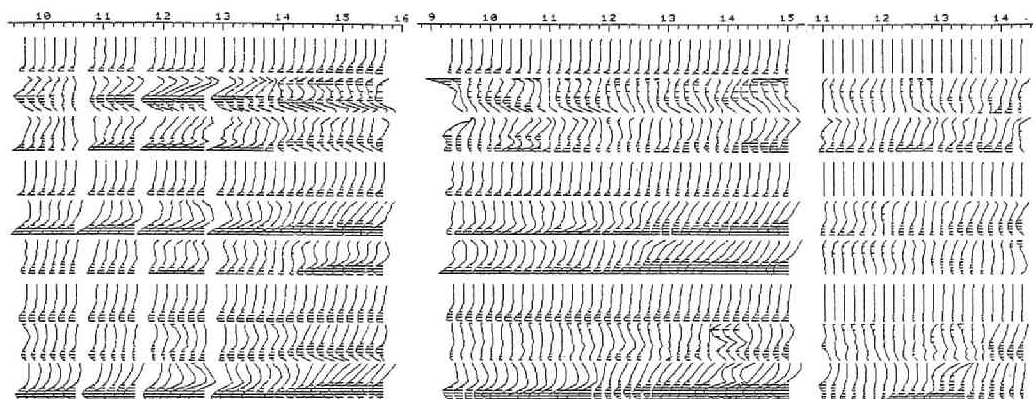


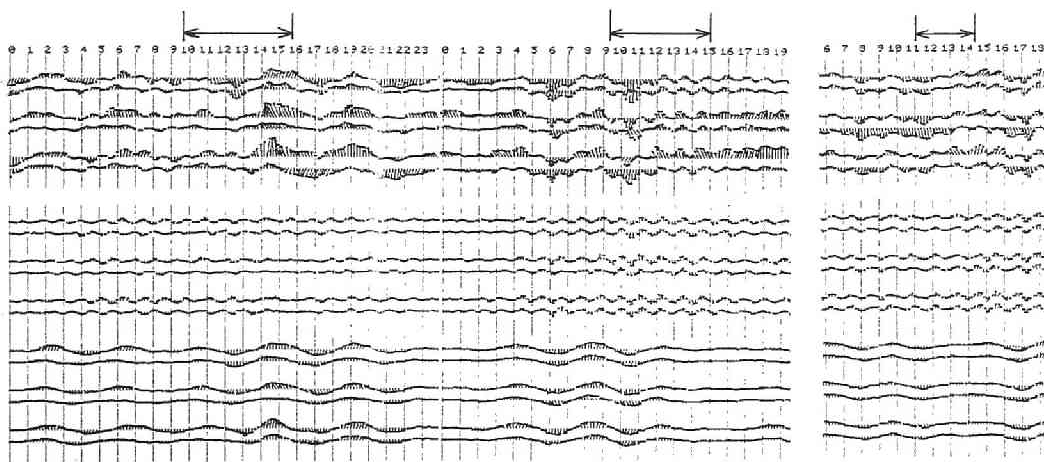
図3.33 上段：偏差流分布と鉛直平均流ベクトル、下段：表面静振の流速変動  
1986年11月29日、12月11～13日、12月18日（下段にボール観測の時間帯を示す）



86/12/12

86/12/13

86/12/18



実施日の表面静振の状況を把握するため、シア観測時系列から静振の流速変動を（各移動平均値の差として分離）評価した結果を図3.33下段に示す。流向表示は上段と同様で、以後は、底面上150および50cmのx、y成分を、それぞれ $u_{150}$ 、 $v_{150}$ および $u_{50}$ 、 $v_{50}$ と書く。琵琶湖大橋断面では周期1および4時間静振の流速変動<sup>10)</sup>が卓越する。この観測では各モード流速振幅は、最大2および8 cm/s程度である。1時間静振では $v_{50}$ と $v_{150}$ が頻繁に逆位相になり、4時間静振では、振幅が大きくなると $v_{50}$ に対する $v_{150}$ の位相遅れ（底面摩擦の影響）が顕著である。

## （2）界面量の評価

ボール観測の目的は a) 平均流速分布の測定、b) 二次流の実測、c) 界面摩擦速度の評価である。主な対象は密度流で、比較も密度流と混同しやすい成層した吹送流が特に重要であって、以後は第2～第4回のボール観測（1986.12.11～13）を中心に考察する。界面は鉛直平均水温の現れる高さとして定義した。混合層は密度流破壊過程を考える上で重要であるが、鉛直分布の最高（最低）水温と平均水温の差の90%になる界面上（下）方位置とした。図3.34は、橋脚P13における12月12日の結果であり、観測後半に密度流から吹送流へ遷移したが、これに対応し界面の変動がある。図には対数則近似で概算した摩擦速度も示した。水面、界面直上、界面直下、底面摩擦速度にはs, l, 2, bの添字をつけて表し、また、 $u_{*1}$ 、 $u_{*2}$ の代表値を $u_{*i}$ と書く。図では、 $u_{*i}$ に $u_{*2}$ を用いベクトル表示（絶対値 $w$ ）した。なお、界面摩擦速度は下層流に作用するせん断力 $\tau$ （ $=\rho u_{*2}^2$ ）の向きに示した。

水面摩擦速度  $u_{*s}$  は水面付近3層での偏差流の片対数表示から評価した。風と対応する部分もあるが、静振が分離しえないため静振周期で変動する部分も多いことがわかった。琵琶湖大橋は4時間静振の節に近くその流速変動は大きい。界面摩擦速度は界面上下に上・下層流の鉛直座標をとり、それぞれの片対数表示から上層流下面および下層流上面の摩擦速度 $u_{*1}$ 、 $u_{*2}$ を求めた。界面の上下各3点の流速値を使用した。界面が下降し下層内データが3点になると後者は底面摩擦速度と一致し、一方、前者は吹送流の影響が深く及ぶとその影響を受ける。二層流であれば $u_{*1}$ と $u_{*2}$ は逆向きで絶対値が等しいが、観測値では、界面下の摩擦速度の方が大きくなる傾向がみられた。これは界面直下で流速勾配が大きいという実験事実<sup>47)</sup>と一致するが、安定成層時は同一摩擦速度に対して速度勾配が増大することは前章の吹送流でも顕著にみられた。次項で示すように、界面下方の水温（密度）勾配が大きいため対数則近似では界面下の摩擦速度 $u_{*2}$ を過大評価する可能性が高い。

吹送流では風速分布から求めた風応力が流速分布から求めたものより10%近く、摩擦速度では数%大きくなると言われる<sup>48)</sup>。界面活性剤で風波を抑制した室内実験と異なり、砕波が活発な現地の状態では、この損失がもっと増大することも予想される。下層密度流では上層から下層へ連行がおり、界面波の砕波が界面下方に生じるときに上記の吹送流の知見と一致する。一方、密度流発生時に風が吹くと吹送流の影響が界面にまで及び下層から上層へ連行が起こる。最後に底面摩擦速度 $u_{*b}$ は恒流・表面静振・吹送流・密度流のいずれでも発生し、関係する代表流速は流系により異なる。密度流発生時の底面摩擦速度は界面（下方）摩擦速度より若干小さく、滑面水路の実験結果<sup>49)</sup>と一致する。

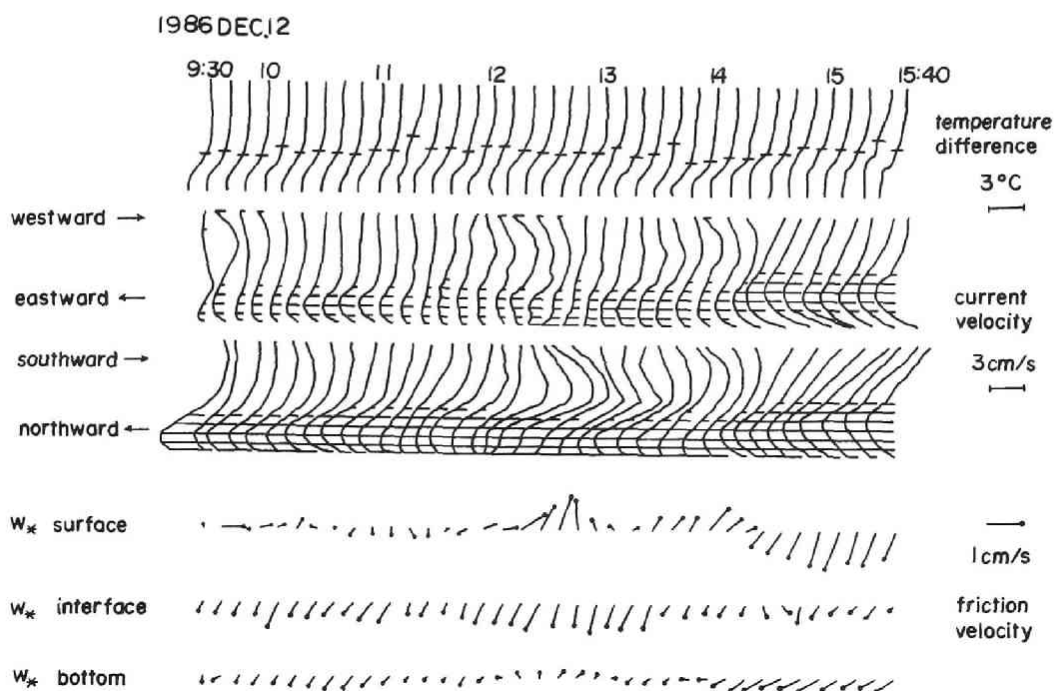


図3.34 界面位置と対数則近似の摩擦速度 (1986、P13)

以上の考察の結果、ここで評価した摩擦速度にはつぎの誤差が含まれることが予想される。

- a) 流系が共存し、それが容易に分離し得ない影響。
- b) 安定成層により流速勾配が中立の場合より増大する効果。
- c) 2面が接近すると各支配領域が区別できない影響。

このうち、a)やc)は観測時間や空間分解能の問題である。b)の補正は吹送流と同様に行えるが、これらの影響が複雑に絡み、しかも、時間的に推移する点が問題である。対象が十分解明された流れではなく、誤差の議論および修正は流速分布や抵抗則と比較した上で行うことにする。

各時点の界面を決定して各層の平均流速  $U_1$ 、 $V_1$  および  $U_2$ 、 $V_2$  を求めた。ただし、添字 1、2 は上、下層を表す。これらで構成される基本水理量について概観する。図3.35は上層流速  $V_1$ 、界面流速  $V_i$ 、下層流速  $V_2$  と  $U_2$ 、界面・底面摩擦速度の  $y$  成分  $u_{*i}$ 、 $u_{*b}$  と下層厚 (界面位)  $h_2$  および有効重力加速度  $g'$  と Reynolds 数、密度 Froude 数の時間変化を示す。点線が P7、破線は P11、実線は P13 を示し、平均流速は各方向の鉛直平均流  $U$ 、 $V$  との差で示す。ここで、Reynolds 数と密度 Froude 数はつぎのように定義した。

$$Re = (U^2 + V^2)^{1/2} H / \nu$$

$$Fi = V_s / (g' h_2)^{1/2} \quad (3.25a)$$

$$V_s = \{(U_1 - U_2)^2 + (V_1 - V_2)^2\}^{1/2}$$

$$Re_2 = |V_2| h_2 / \nu$$

$$Fi_2 = |V_2| / (g' h_2)^{1/2} \quad (3.25b)$$

ただし、 $H$ は全水深である。層平均流速の偏差は上層で南向き、下層では北向きであり、密度流発生時（12月11日後半～13日の $g'$ が大きいところ）の界面流速は下層流速に近い。界面摩擦速度は $v_{*2}$ を用いたが概ね1 cm/s以下で、底面摩擦速度 $v_{*b}$ に比べると変動は小さい。Reynolds数や密度Froude数のうち鉛直平均流を除去してあるのは $Fi$ のみであり、他の無次元数には表面静振や吹送流の影響が現れる。非成層時は $g'$ や $h_2$ が求めにくく、 $Fi$ は見かけ上大きく変動も激しい。また、密度流発生時でも $Fi$ は水理実験値と比べ大きく、overall Richardson数 $Ri_o = g' h_2 / V_s^2$ でいえば安定限界に近い流れであることを示す。

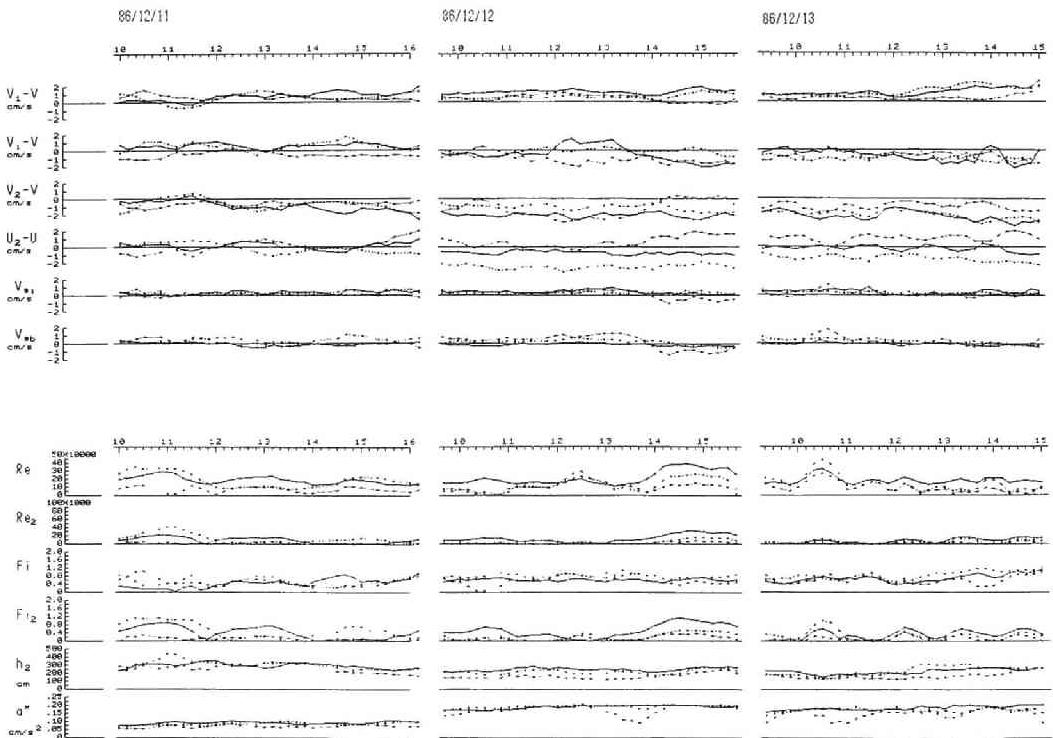


図3.35 基本水理量の時間変化（1986）



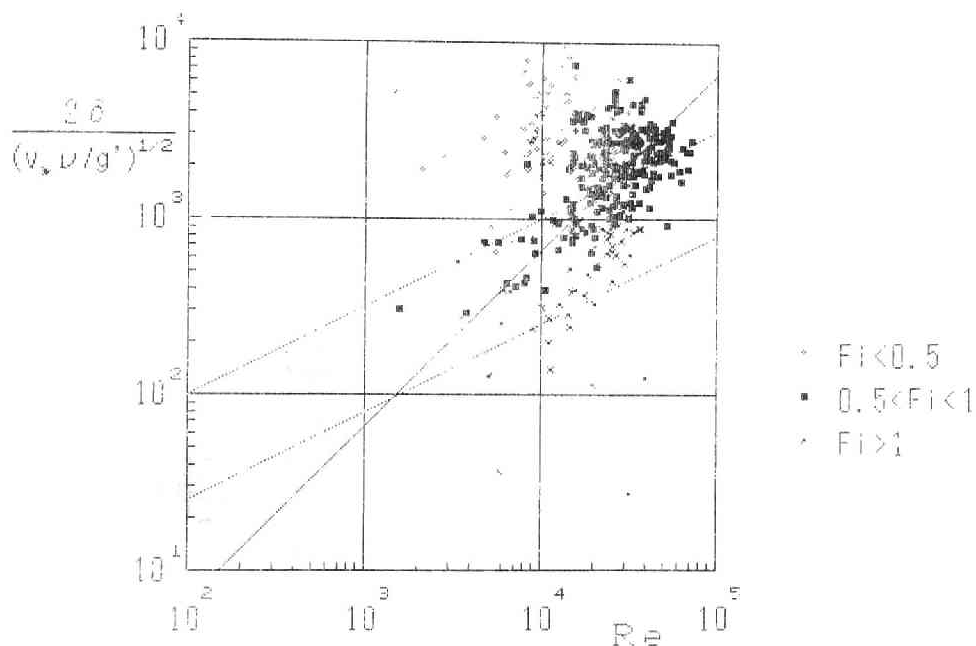


図3.36 琵琶湖大橋の混合層データ (1986)

このように成層・非成層状態が繰返し、密度Froude数に変動する場の混合の実態を調べるため混合層特性を検討した。図3.36は1.5節の混合層実験値を検討した方法(2.3節)で、琵琶湖大橋データを整理した結果である。実線の実験式(2.25)付近に平均値をもち、 $Fi$ が小さいデータはこれより上方、大きいデータは下方に区分されるのがわかる。

シア観測で得た底面付近の速度差 ( $u_{150} - u_{50}$ ,  $v_{150} - v_{50}$ ) を図3.37にベクトルで示す。周波数帯毎にみると静振のシアが大きく1時間周期の変動もみられる。4時間以上の成分では、吹送流に比べて密度流のシアは小さい。これは密度流の構造上  $v_{150}$  と  $v_{50}$  の大きさが近いことによる。層間隔を固定した流速計の速度差  $S$  は速度勾配に比例し、相当する層間隔 ( $d = 100\text{cm}$ ) の水温差に対応する  $g'$  から求めたRichardson数

$$Ri_0 = g' d / S^2 \quad (3.26a)$$

$$S = \{(u_{150} - u_{50})^2 + (v_{150} - v_{50})^2\}^{1/2} \quad (3.26b)$$

と  $S$  の関係を図3.38に示す。0.1℃以下の水温差(測定精度)に相当する  $g' \leq 0.01\text{cm/s}^2$  のデータを中立時(非成層)とし、水温差1.5℃以上の  $g' \geq 0.15\text{cm/s}^2$  の場合のデータを安定時と考えると両データ群の縦距比は  $Ri_0 > 0.1$  の範囲で6～7程度となる。これは流れの成因や測点によらず、安定度のみに依存する関係と考えられ、数値的にも吹送流の図2.51とほとんど同じ関係になっている。ただ、シア観測では2台の計器を固定して使うので計測として有利であり、同時性のよい



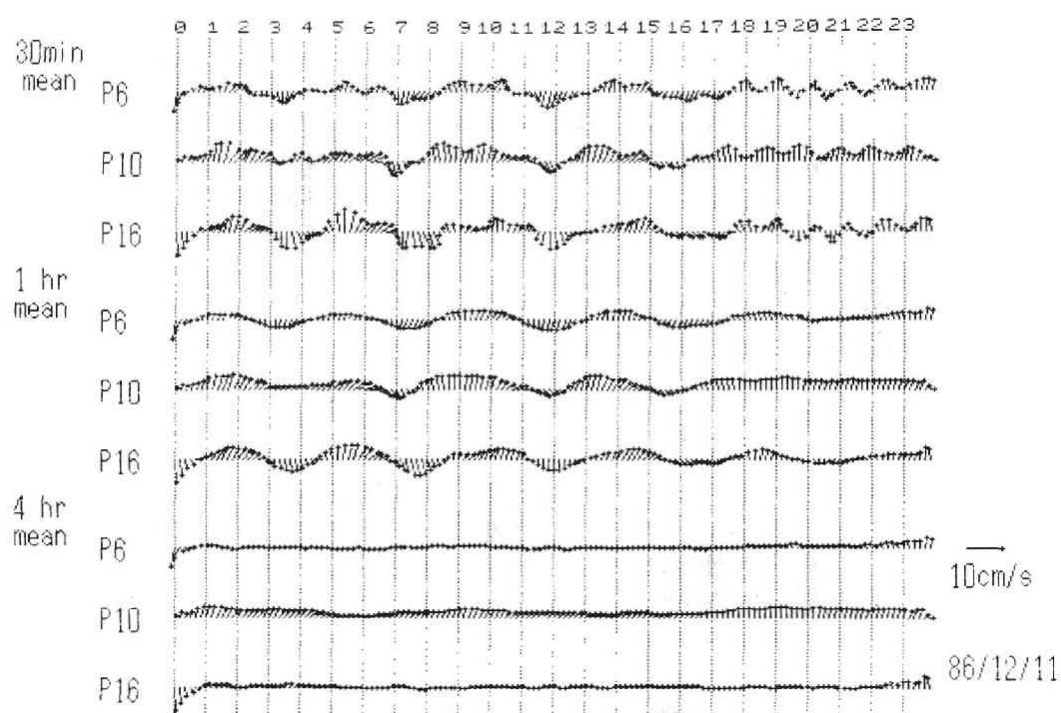


図3.37 シア観測の速度差 (1986.12.11)

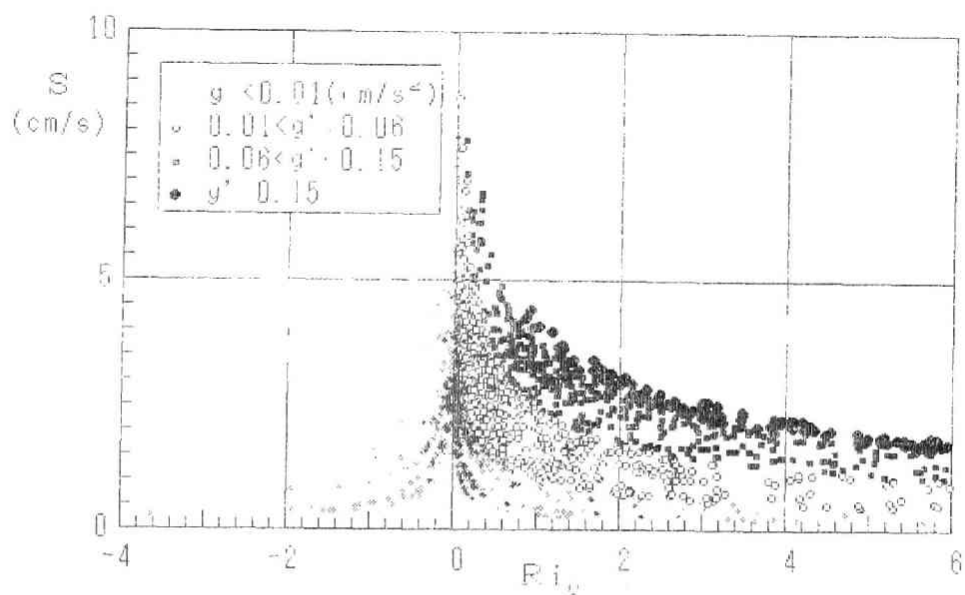


図3.38 安定度と速度差の関係 (1986)

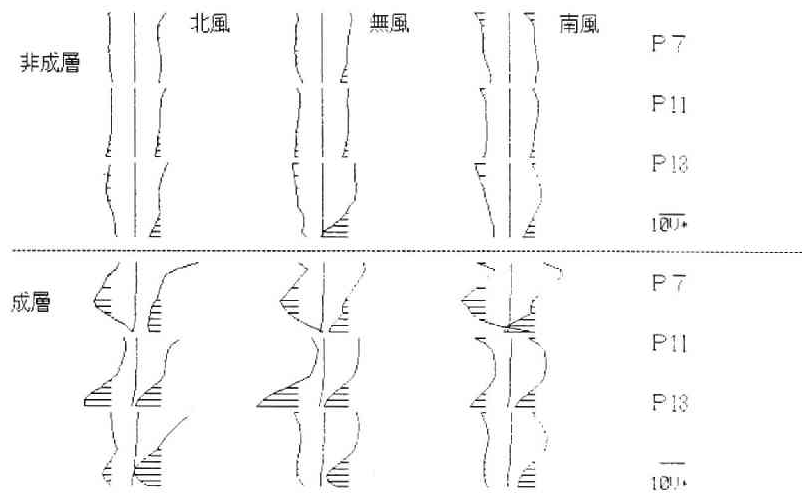


図3.39 各流系毎の流速分布

データであって、そのため $Ri_0$ の小さい領域で大きな流速差を測定し得ている。図は、吹送流に適用したシア関数<sup>50)</sup>に従う関係、すなわち流速分布が対数+直線則になることを示唆している。

#### 3.4.2 流速分布と界面抵抗則

流速分布は各摩擦速度（対数則近似）の大小関係により恒流・吹送流・密度流に分類できる。すなわち水面摩擦速度  $u_{*s}$  と  $g'$  のしきい値で無風・有風および非成層・成層状態を区別し、水面摩擦速度の正負で各風向吹送流に分ける。図3.39はしきい値が  $u_{*s}=0.25\text{cm/s}^2$ 、 $g'=0.04\text{cm/s}^2$  の場合の橋脚毎の分類結果であって、吹送流は $u_{*s}$ 、密度流は $u_{*i}$ 、恒流は $u_{*b}$ により、それぞれ、無次元化した。非成層吹送流に比べて成層した吹送流の流速勾配は大きい。密度流では、P13の二次流は主流の10%程度にとどまるが、P11では主流と同程度になることがある。

各時点の分布には種々の流系が混在し、摩擦速度等を機械的に修正するのは困難であるので、さらに時間平均した1時間毎の流速分布を求め図3.40に示す。主流（大橋直交成分を●、二次流を線図で示すが、作図の都合上、この図に限って負値（東流と北流）を右向きに表示する。また、水温コンタを $0.2^\circ\text{C}$ きざみで描き、断面平均水温の線にラベルを付ける。典型的な密度流は12月12、13日の午前中にみられる。以下、この正時流速分布を検討する。

密度流と吹送流（静振を含む）に対し、以下の流速分布の適合性を検討する。対数+直線則は

$$v/u_* = (1/\kappa) \log(z/z_0) + \alpha(z-z_0)/L \quad (3.28)$$

ただし、オブコフ長 $L$ は一定と考える。成層がない（ $L \rightarrow \infty$ ）ときには通常の対数則

$$v/u_* = (1/\kappa) \log(z/z_0) \quad (3.29)$$

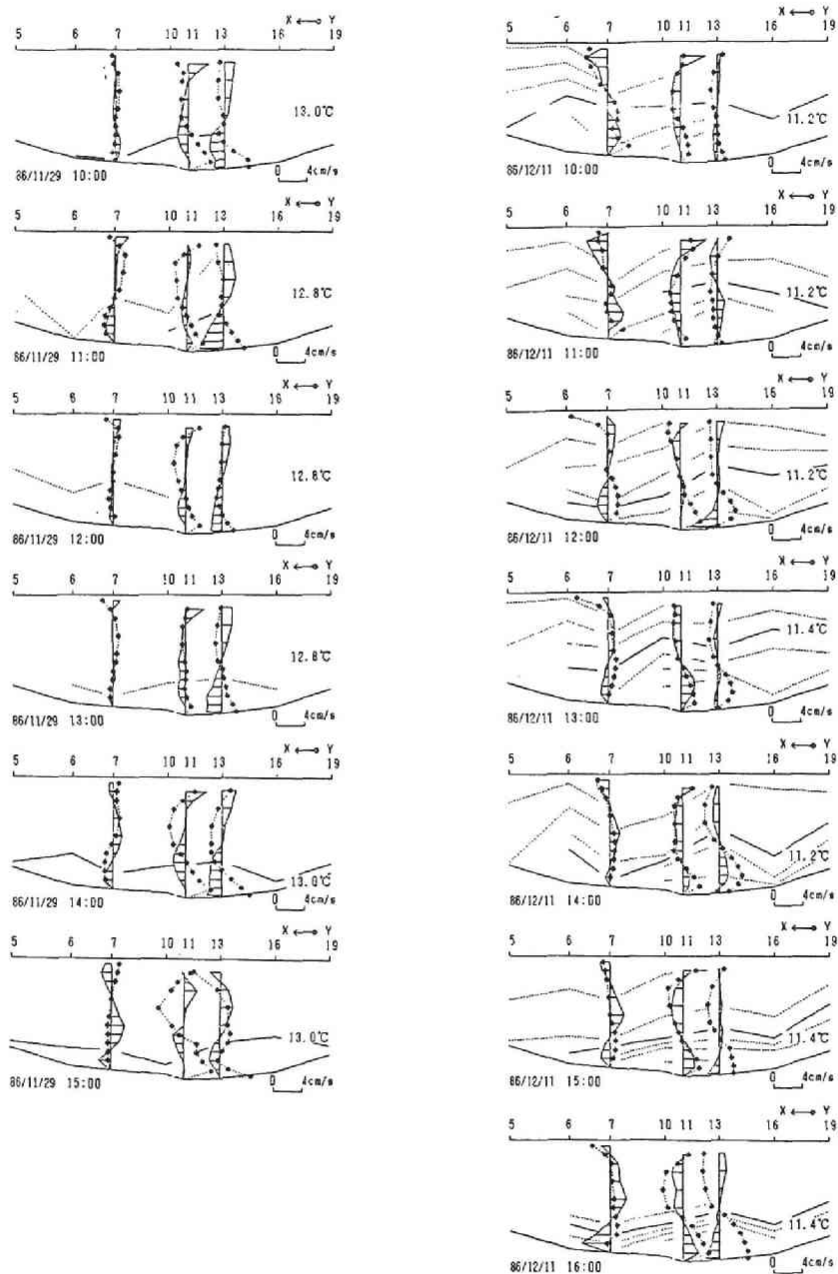
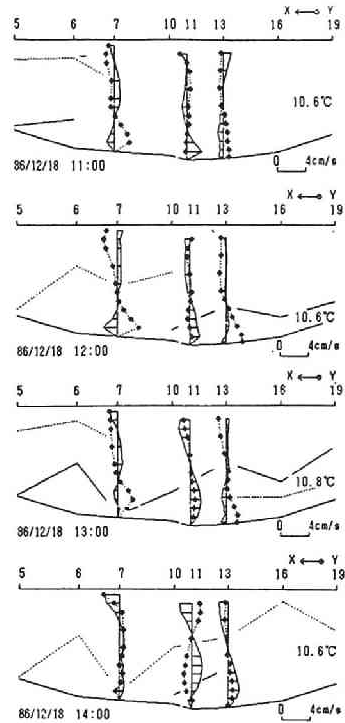
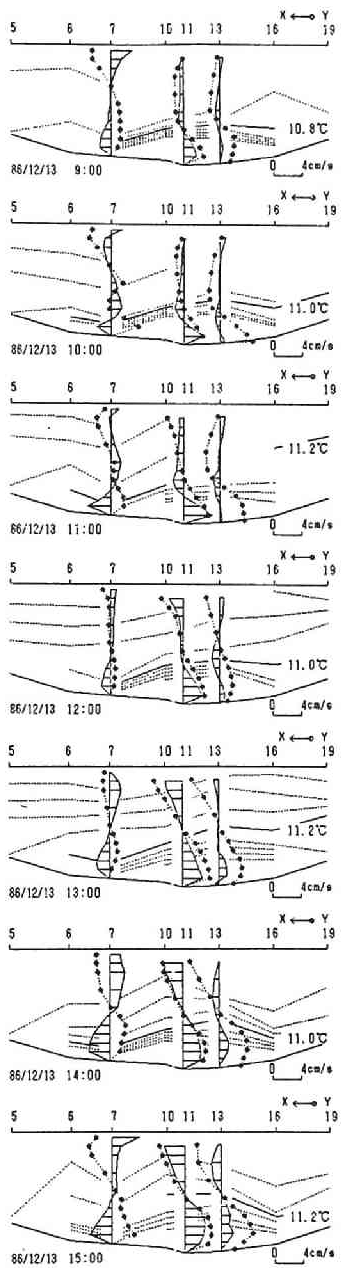
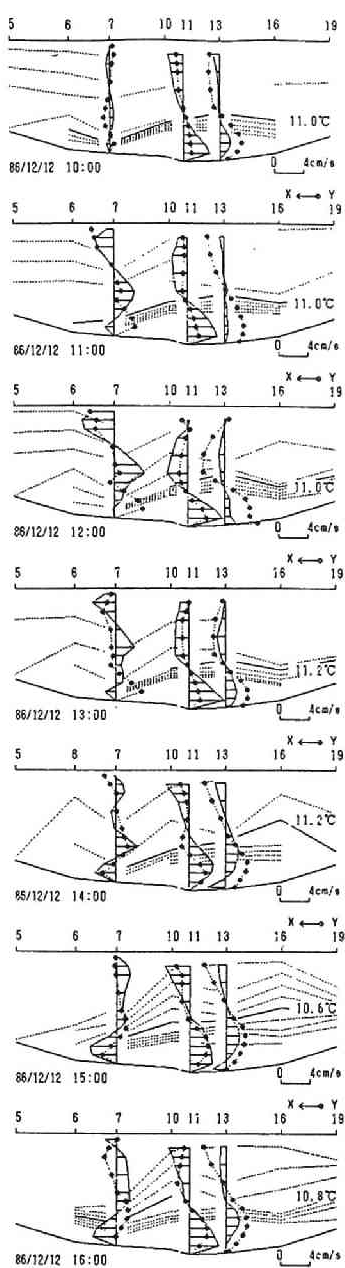


図3.40 正時（1時間平均）の流速分布  
1986年11月29日、12月11～13日、12月18日



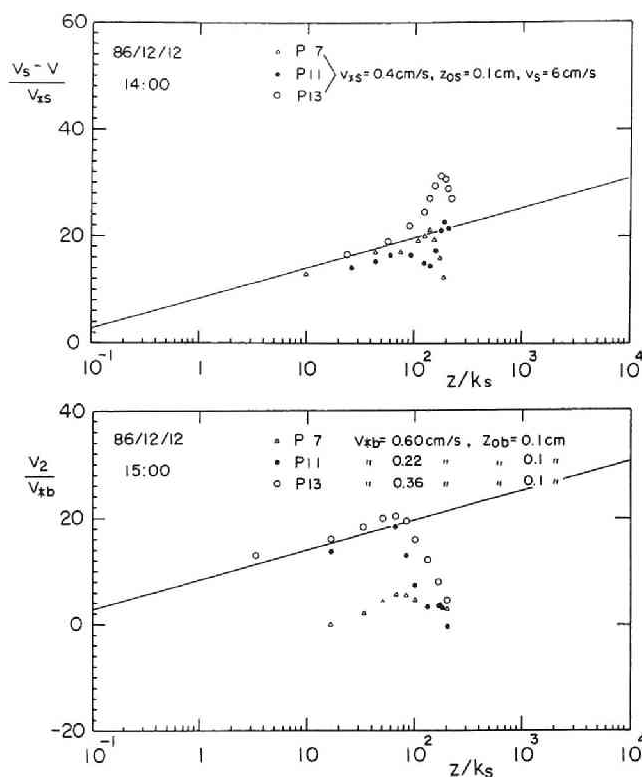


図3.41 水面・底面付近の $v$ 成分流速分布

に従う。図3.41は吹送流に遷移した12月12日午後の水面・底面付近の主流分布を示す。吹送流は支配領域が深く、成層時に対数則では水面摩擦速度を過大評価する。一方、底面領域では水温が一定とみなせ対数則近似できるようである。つぎに、密度流の流速分布について2種の対数則

$$v / v_{*} = (1 / \kappa) \log (z / k_s) + 8.5 \quad (3.30)$$

$$v / v_{*} = (1 / \kappa) \log (v_{*} z / \nu_e) + 5.5 \quad (3.31)$$

の適合性を検討する。界面上下の座標で界面付近の主流 $v$ の流速分布を示す。図3.42は(3.30)の粗面型対数則の検討である。相当粗度 $k_s$ は10cmのオーダーで、 $z / k_s > 1$ で粗面型対数則が成立つ。一方、図3.43は $v / v_{*} = v_{*} z / \nu_e$ および(3.31)の滑面型流速分布を表し、2.3節の有効動粘性係数 $\nu_e$ を用いた修正壁法則<sup>51)</sup>を考えた。吹送流の図2.23のような有効粘性底層は測られていないが、(3.28)の対数+直線則の直線部を形式的に粘性底層と捉えたと考えられる。図および(3.31)では $\nu_e$ と示したが、相当する値は動粘性係数の100倍のオーダーであって、対数+直線則の領域(L)での平均的渦動粘性係数 $\nu_e$ と考えられる。両図の比較から壁法則の方が適合がよいといえる。

図3.41～43の結果は対数則を適用した一例であって、水面・界面・底面がわずか数mの距離で近接し、流系の混在する複雑な場に10層の流速値を割振ることは自由度が大きすぎる。しかし、現地流速分布がこの程度まで検討しうることが明らかになった。

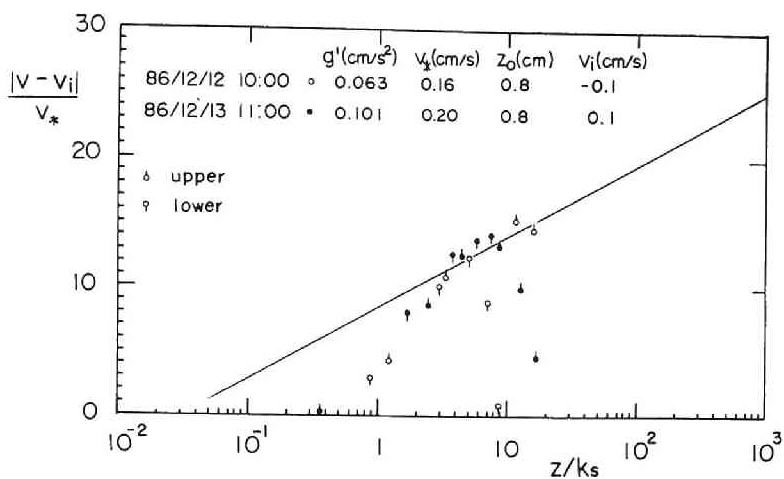


図3.42 粗面型対数則表示 (P13)

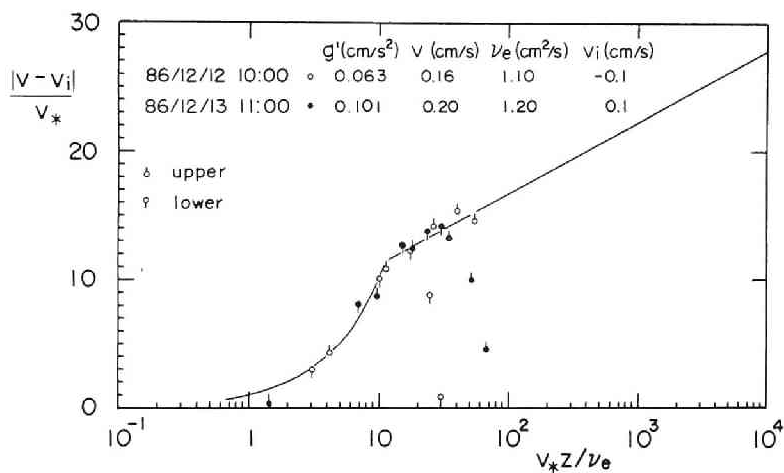


図3.43 滑面型対数則表示 (P13)

界面粗度長 $Z_{0i} = k_s/30.1$ を吹送流（風波）と同様に

$$Z_{0i} = b u_{*i}^2 / g' \quad (3.32)$$

と書けば、 $Z_{0i} = 1 (cm)$ 、 $u_{*i} = 0.2 (cm/s)$ 、 $g' = 0.2 (cm/s^2)$ の場合、パラメータ $b$ はオーダー1で、吹送流（オーダーが0.01）より大きい。界面抵抗係数やManning粗度係数に換算すれば

$$f_i = 2 \psi^{-2} \quad (3.33a)$$

$$n = R^{1/6} g'^{-1/2} \psi^{-1} \quad (3.33b)$$

ただし、

$$\psi = 6 + 5.75 \log (R / k_s) \quad (3.33c)$$

である。R = 1 m、 $g' = 0.002 \text{ m/s}^2$ のとき、 $R/k_s = 10 \sim 100$ で $\psi = 12 \sim 18$ 、 $f_i = 0.006 \sim 0.014$ 、 $n = 1.2 \sim 1.8$ となり、 $n$ が河川流より大きい。しかし、 $f_i$ の値は現地で仮定される範囲にあり、界面粗度が風波より波高の大きい界面波に帰着できると考えることは可能である。

1985年界面波観測は下層Froude数が渦動粘性係数で定義したReynolds数の影響を受けるという次節のプロベラ経験則（非回転系限界流条件）を検証する目的で行った。経験則のReynolds数は15節でみたように、室内実験で特有な形態の界面波が現れる領域である。図3.44は低温水塊が移動、または波峰が伝播する状況を捉えた記録であり、Ch. 11を基準とした水温相互相関（7乗してピークを強調）で示す。Ch. 1から6, 11, 16, 21へ（南向きに）低温水塊が伝わる状況であるが、Ch. 11と隣合うCh. 7や12に同じ波形がなく、離れたCh. 8や13と相関が高いことから、界面付近に数10cm（センサー間隔は25cm）の波群と理解しうる構造が存在し、現地密度流の界面水温変動が実験室で現れる低Reynolds数の界面波と同じ平面的特徴を示すことがわかる。ただし、2日間にわたり、各数分の記録を20回近くとったが、こうした変動は常に現れるわけではなかった。

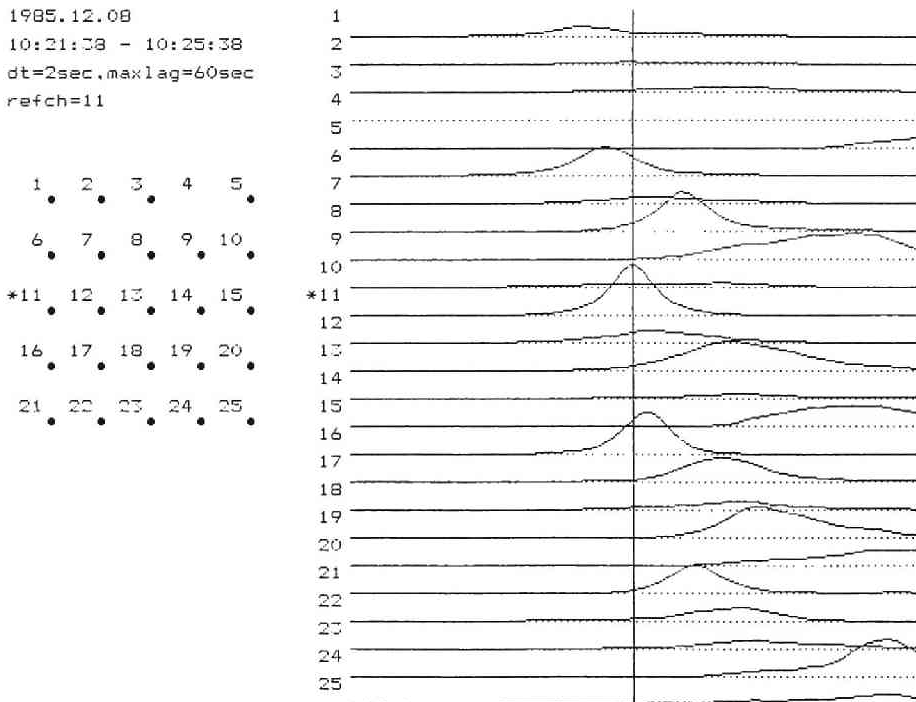


図3.44 界面波に伴う多点水温変動の相互相関（1985、P9）

図3. 45はP13の界面波観測結果で密度流の発生した12月12日の記録である。25cm間隔・15層の水溫記録には1℃近い振幅の水溫変動が発生し、吹送流に遷移する午後に変動が増大している。ポール観測と並行してデータ収録（各層測定間隔30秒）したので細かい周期成分は不明であるが、周期2分程度の波形がある。同じ波形の変動が2～3層でみられ、界面波とすれば波高は数10cmに及ぶ。ksが波高の程度とすれば、 $z_0 = 1\text{ cm}$ という粗度長も不合理ではない。

ここの観測では修正壁法則まで議論できなかったが、それが成立する場合の界面抵抗則を考察することで界面状態を推定することはできる。界面抵抗則は吹送流の水面抵抗則（第2. 3節）から変換できる。関係する $Re$ は $u_{\tau}hr/\nu$ であったが、径深のReynolds数 $u_{\tau}R/\nu$ を用いた場合には(2. 53)、(2. 54)の係数は、それぞれ4および0. 056と変わる。図3. 46は界面抵抗則と実測抵抗係数 $f_i$ の比較である。ただし、密度流発生日の12月12、13日のデータで、かつ成層が明瞭な橋脚P11とP13についてのみ示した。界面抵抗係数は主流摩擦速度 $u_{\tau}$ で定義し、代表流速 $u_r$ は界面流速の影響を考慮するため、 $0.8(U_2^2 + V_2^2)^{1/2}$ 、すなわち下層流の絶対流速の80%を用いた。二次流の小さいP13（●、■）では $f_i$ は $10^{-2}$ のオーダーである。P11（○、□）の二次流が大きいため、最初、 $f_i$ は小さいが、密度流流心がP11に移ると増加する。吹送流の影響が加わると界面自体が明確でなく、二層流的な界面抵抗の概念も曖昧になるため抵抗係数は相当ばらつくが、密度流が

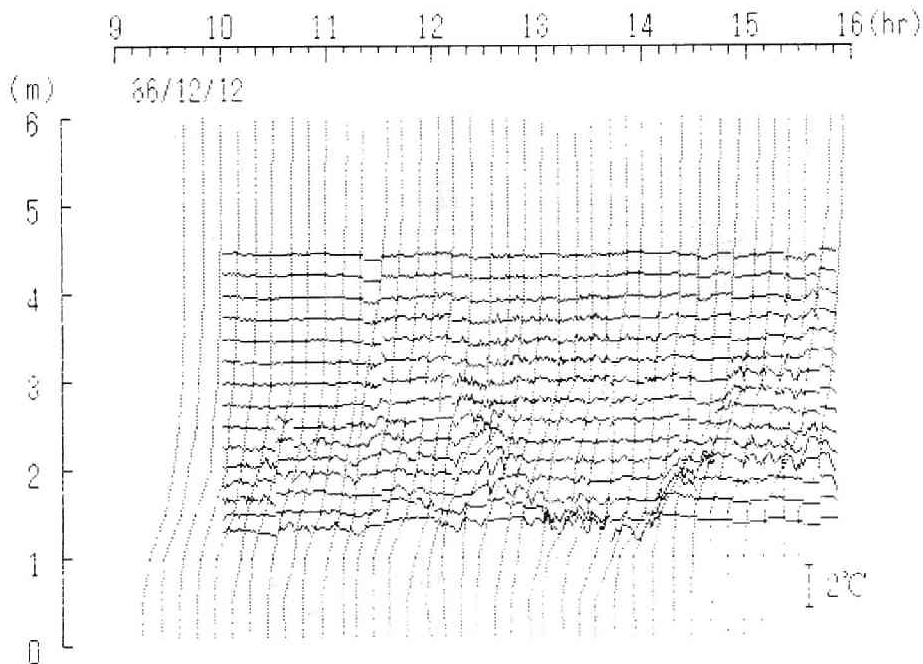


図3. 45 界面波観測（多点水溫同時観測）結果（1986、P13）



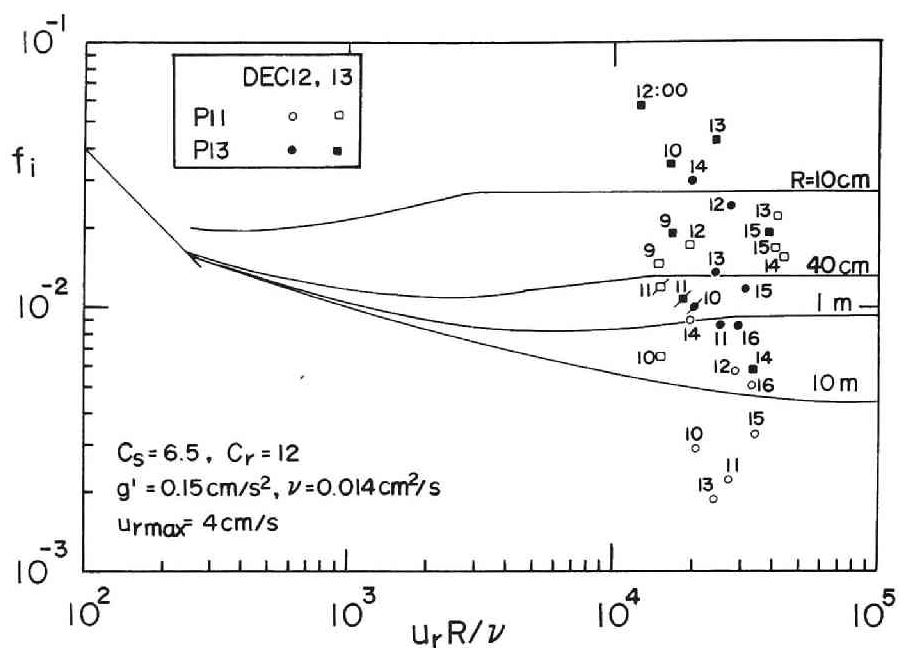


図3.46 界面抵抗係数  $f_i$  の実測値（琵琶湖大橋）

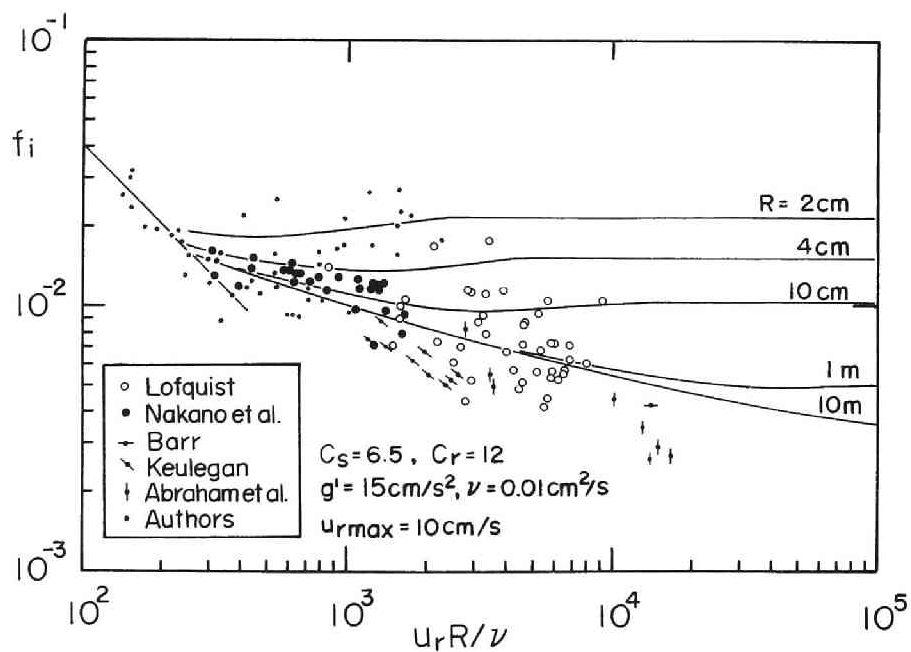


図3.47 界面抵抗係数  $f_i$  の実測値（水理実験）

明瞭な場合（斜線付きデータ）の界面抵抗係数は乱流域にあるにも拘らず $10^{-2}$ のオーダーになり、抵抗則の計算値（図中の曲線）と合致することがわかった。

図3. 47には、従来の下層密度流<sup>47), 52)</sup>および交換密度流<sup>49), 53)</sup>の界面抵抗係数 $f_i$ の実験値を示す。相対流速 $u_r$ を求めるため界面流速の評価が必要であり、下層密度流で $0.2V_2$ 、交換密度流で0とし、 $h_r$ は下層流径深 $R$ の2倍とした。実験値と比べ琵琶湖の $f_i$ が大きい理由は水温差 $2^{\circ}\text{C}$ 程度で有効重力 $g'$ の小さい密度流が地形的制約の限界流条件に支配され1に近い密度Froude数が維持されるためと考えられる。冬季密度流の界面状態は、実験室で定常流として再現が難しく、密度差の大きい河口密度流では発生しにくい水理学的に粗な界面であるといえる。これは、特に吹送流への遷移過程で顕著であり、乱流域で $f_i=0.02$ 程度の大きな抵抗係数が現れる。

本章の前半で使用した(3. 11)式は実験の下層密度流の特性を表現するものといわれ、対応する $f_i$ の値は0.01~0.02であり海洋下層密度流<sup>22)</sup>、温排水冷却池の密度流<sup>54)</sup>の界面抵抗係数としてしばしば用いられる値である。また、温水フロント位置より逆算した界面勾配(1/500)から評価しても $f_i$ はこのオーダーになる。さらに、渦動粘性係数 $\nu_t=1\text{ cm}^2/\text{s}$ （図3. 43）の値は3. 2. 2の積分モデルで観測結果と合致させるのに用いた値の2倍程度である。

### 3. 4. 3 流れの横断特性と限界流条件

前項で検討した密度流鉛直分布に基づき、各橋脚水理量の相関とそれらの変換関係を検討し、密度流主流の断面平均流速や最大流速位置、水平循環・二次流の横断分布特性を議論する。

#### (1) 横断水温分布

図3. 48は詳細観測の1時間毎の横断水温分布である。断面平均水温はP7, 13固定水温計の22点平均値とした。各時刻の断面平均水温を用いて実線は断面平均水温以下、点線は断面平均値より高温の等温線を表し間隔は $0.2^{\circ}\text{C}$ である。断面平均水温は最も上方の実線で表し、対応する値を時刻の横に示す。9時から16時のP7, 11, 13の界面付近の十印はポール観測の界面位置である。P7の鉛直平均水温が断面平均水温より高い（北湖水の流入が西岸に偏る）ため、ポール観測の界面高は上方にずれるが、他の橋脚では両者は一致し、以後の解析は前項の結果と整合性を保つ。密度流発生時は下層等温線が密集し界面下方の水温勾配が大きい。下層厚は、P13付近で最大となるが全体に西岸で薄く界面は総じて右上りである。特に、P11とP13は85mしか離れていないのに二次流強度が著しく異なる点と関係し、界面の右上りの傾向が明瞭な点は重要と考えられる。各時刻の断面平均水温を用いると下層形状の時間変動は顕著でないが、図3. 40で12月12, 13両日の午後、吹送流に遷移する過程で同一等温線の動きに着目すると下層水が上層に連行されて界面が上昇し、上層水温が $1^{\circ}\text{C}$ 近く低下する状況が見てとれる。

ポール観測で最も典型的な密度流は12および13日の午前のデータである。これらの水温分布はシャープな界面を維持し弱混合状態にある。しかし、ポール観測の時間以外には、さらに明瞭な界面が存在し、これらはいずれも4時間静振がない時間帯に共通しており、例えば、12日の夜半から13日の早朝にかけてそうした状況がみられる（図3. 48）。

#### (2) 限界流条件

ここの流量評価は回帰による経験則であるが、基本的には密度流の限界流条件で、密度流でも

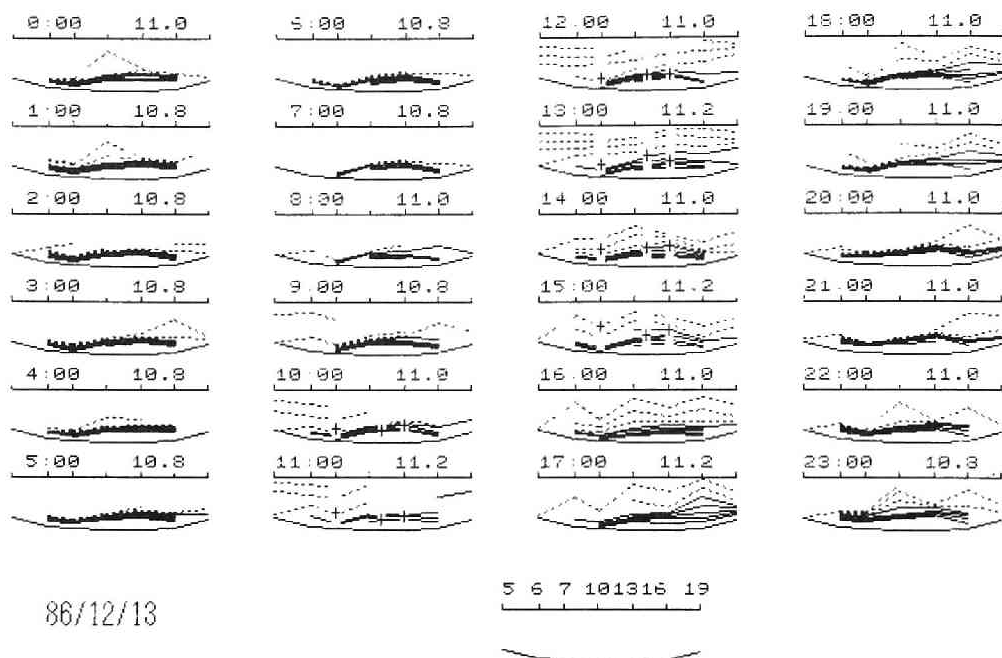


図3.48 密度流発生時の横断水温分布 (1986. 12. 13)

貯水池の濁水流入や河川水の河口流出で知られた現象であり、琵琶湖大橋が支配断面に相当する。この断面の密度Froude数  $Fi$  が1に近いことは、積分モデルのソース条件にも認められたが、常に  $Fi = 1$  とすると流量を過大評価することも事実であった。

琵琶湖大橋断面に1975～83年に設置されたプロペラ流速計記録から冬季密度流の発生日を選び、日平均値として下層の流速偏差  $\Delta U$  と水温偏差  $\Delta T$  を整理すると図3.49のように

$$\Delta U = 2.3 \Delta T \quad (3.36)$$

の関係がある。ただし、 $\Delta U$ 、 $\Delta T$  は下層値と鉛直平均値の差である。冬季密度流の水温差範囲は小さく経験関係を見出すのは難しいが、内部静振で上昇した冷水の再流下過程が冬季密度流と類似である点に着目した。夏季の内部静振では、北湖の水温躍層が25m付近と比較的浅いために冷水が南湖まで侵入した例が見出せ、同じ整理をこうした内部静振後の密度流について行うと

$$\Delta U = 4.5 \Delta T \quad (3.37)$$

の関係が得られた。夏季、水温差が大きいと直線から離れること、すなわち水温差が増大しても  $\Delta U$  の増加が抑制される特徴がある。夏季と冬季の係数差は水温レベルによる熱膨脹係数の相違と考えられ、 $\Delta T$  に基づく密度偏差を有効重力加速度  $g'$  に変換して夏季と冬季の関係をまとめ、

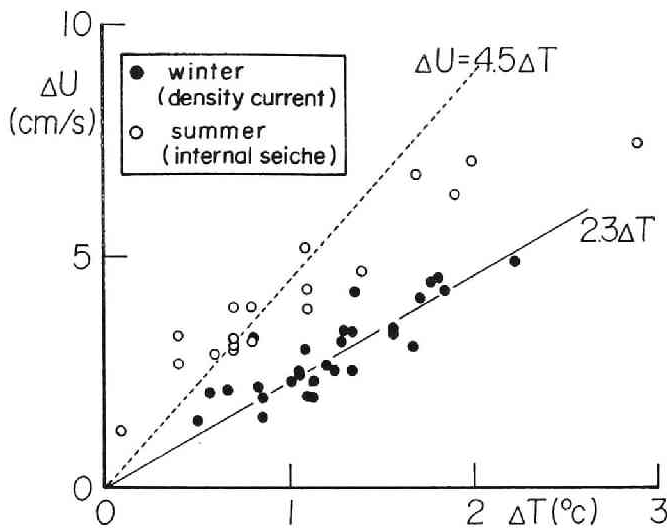


図3.49 水温偏差と流速偏差の関係

流速偏差  $\Delta U$  を整理すると図3.50の関係となり、

$$\Delta U = 9.5(g')^{0.6} \quad (3.38)$$

を得る ( $g'$  の指数を 0.5 に選べば、係数は 10 程度 (c. g. s.) になり、 $F_i$  一定のとき下層厚も 100 cm で一定となる)。(3.38)より密度流の層厚  $h$  を以下の方法で推定した。 $h = 100 \text{ cm}$ 、 $\nu_v = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$  を仮定し、これと  $\Delta U$  から密度流の Reynolds 数  $Re = \Delta U h / \nu_v$  と  $F_i = \Delta U / (g' h)^{1/2}$  を求め、界面抵抗係数  $f_i$  を (3.11) 式 (定数  $C = 14.6$ 、全水深  $H = 700 \text{ cm}$ ) で計算する。この摩擦速度から有効動粘性係数を (2.30a) で求め、これを  $\nu_v$  の修正値とする。仮定した  $Re$  の初期値と修正値の比を  $\eta$  とし、 $Re$  が初期に与えた一定値  $250 \Delta U$  で保たれるという条件で新しい層厚  $h \eta$  を求める。これを繰返すと、 $h$  は収束し、求めた  $Re$  と  $F_i$  の関係を図3.51に示す。 $Re$  が 1000 付近で  $F_i = 1$  が成立する。修正値は上記の抵抗係数と渦動粘性係数の条件を満足し、この関係は

$$F_i = 1 - \exp(-0.017 Re) \quad (3.39)$$

で近似できる。琵琶湖大橋断面では密度流の限界流条件があるが、弱い密度流では Reynolds 数の効果を若干受けるように見える。しかし、この点については他の解釈が可能である。すなわち、ブローラ流速計は大橋断面と直角方向の流速成分のみの測定であり、流れの偏向があれば、流速自体が減少するからである。3.2.1 に示した数値実験や、本節の詳細観測でこうした二次流が存在することは示されたが、もう少し、非回転系の範囲内で考察を続けよう。

図3.51で数値的ではあるが、 $Re$  と  $F_i$  の関係があるので密度流層厚が求められ、これから密度流流量を推定できる。恒流が  $1.4 \text{ cm/s}$  (放流量  $100 \text{ m}^3/\text{s}$  相当) の場合の密度流流量を図3.52に示す。実線は密度流の幅  $b = 450 \text{ m}$  としたとき、点線は断面形状を考慮し界面高さに応じた幅を評価して

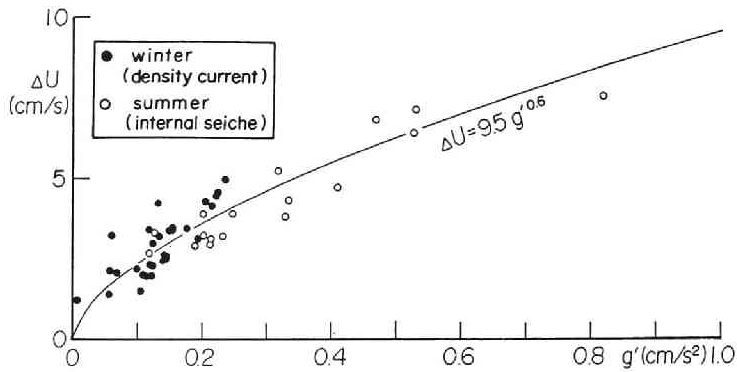


図3. 50 有効重力加速度と流速偏差の関係

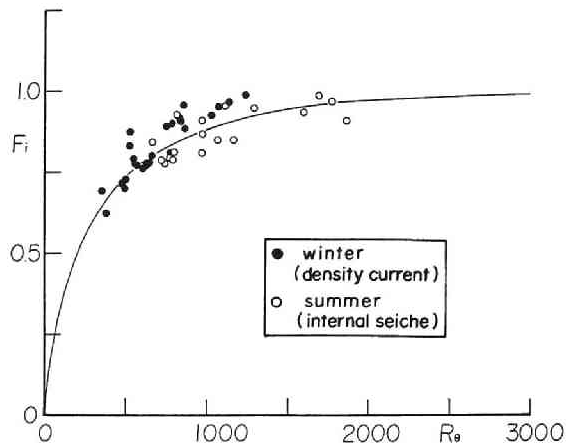


図3. 51  $\Delta U h / \nu_0$  と  $\Delta U / (g' h)^{1/2}$  の関係

求めたものである。1点（P11）の下層流速を断面平均値とみなし、吹送流がない理想的な条件であるから横断方向の流速分布や層厚変化があると誤差を伴う。

1985年詳細観測結果から上の経験関係を調べる。図3. 30の水温記録から流心がP10、13にあり、旧観測系の“大橋中央”P11の資料と比較し得る。同図でP7、16がこれに準じP6、19は密度流の外縁部に相当する。密度流がP5にとどくのは稀である。各橋脚の水温偏差 $\Delta T$ に対応する有効重力加速度 $g'$ と流速偏差 $\Delta U$ の関係を図3. 53に示す。なお、 $\Delta U$ は大橋直交成分について、鉛直2点であるが形式的に下層流速と平均流速の差（実測流速差の半分）を用いた。実線はプロベラ

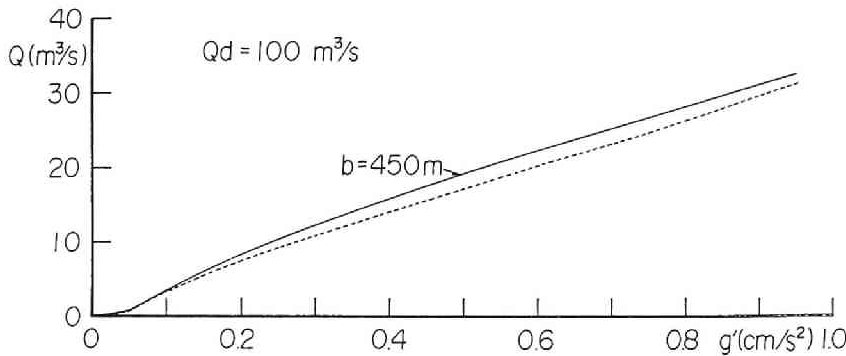


図3.52 有効重力加速度と流量の関係(1985)

流速計の経験式(3.38)であり、図3.50では密度流発生日を選んで日平均値で示したが、ここでは全記録中  $Fi_2 \geq 0.4$  を密度流と判断し、断面中央のP10のシンボルを●にして他の橋脚と区別した。密度流が発生すれば橋脚に関係なく同じ関係が成立つ。

詳細観測では密度流の幅や厚みの決定が目的であり、4層または11層の水溫鉛直分布から積分浮力  $g'h$  (前出B) を各橋脚毎に求め、その40および90%が集中する厚さを  $h_{0.4}$ 、 $h_{0.9}$  とした。メモリー水溫計の4層測定でも下層付近で密な配置にしたので層数の相異はそれほど影響しない。以上の方法で、下層厚および混合層厚 ( $h_{0.9} - h_{0.4}$ ) を定義する。図3.54は水溫補助観測による密度流発生時の横断水溫分布である。静振や風の擾乱を受けない発達した密度流では、下層厚 ( $h_{0.9}$ ) は平均的に2.5m、混合層  $\delta$  は約1m、水溫が比較的一様な純下層厚 ( $h_{0.4}$ ) は約1.5mであり、先述の値の1.5~2倍程度大きい、理由は以下のように説明できる。

図3.50では下層厚  $h$  が未知であり界面抵抗則と渦動粘性係数を仮定して層厚を反復計算した。求めた  $h$  は下層径深に近い。基本となる図3.50と53は同一であり  $Fi$  を  $R$  で定義すれば限界流条件も同一であるが、実測した積分浮力  $g'h$  を用いると  $Fi$  は図3.51の経験則の70%程度に評価される。いま、大橋断面流速は1方向的と理解しており、詳細観測における各流速計の直交・横断成分の比較でも確かに直交成分が卓越するが、上・下層速度差(鉛直シア)では両成分が同程度になることがわかった。 $Fi$  は速度偏差で定義するから1成分流速計の速度差は各地点の鉛直シアを半分程度に評価し、(3.39)は層厚と速度差がともに過小評価された結果と考えられる。 $h$  を逆流層厚とすれば  $R$  はその半分程度になる。流速偏差の成分が同程度なら密度Froude数  $\Delta U / (g'R)^{1/2}$  は流速偏差絶対値と  $h$  で定義した密度Froude数  $1.4 \times \Delta U / (g'h)^{1/2}$  とほぼ等しい。従って、水理量は相互に変換でき基本的な関係は同じという結論になる。

このような二次流の主因は界面の東上りの傾向を重視すれば自転効果が有力であり、鉛直循環

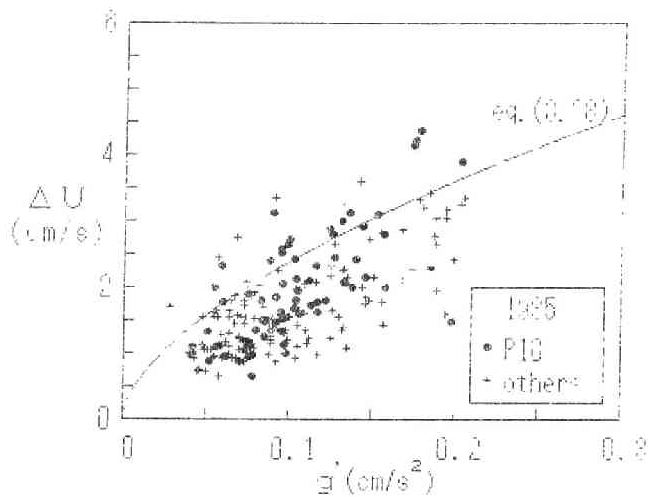


図3.53 有効重力加速度と流速偏差(1985)

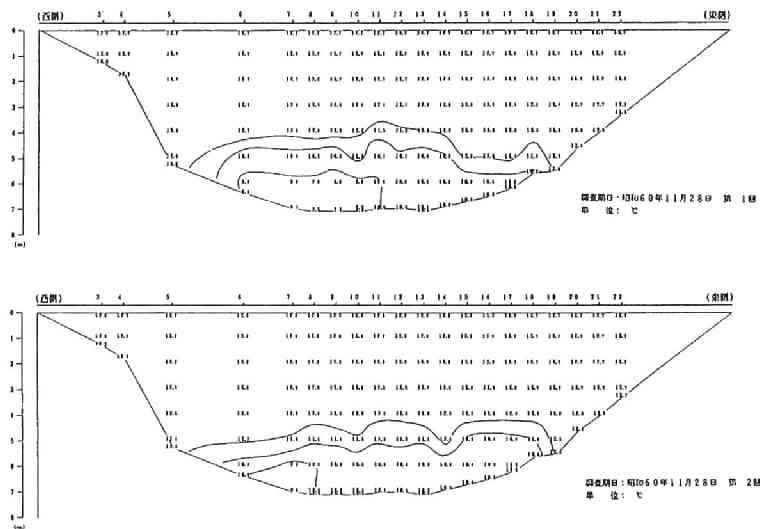


図3.54 密度流発生時の横断水温分布 (1985)

の二次流化という数値結果(3.1節)と定性的に対応する。また、上層は下層の2倍程度の厚みを持ち、鉛直 Ekman数が小さく下層流より右偏傾向が顕著であり、北湖水の温水フロントが西岸に偏る平面形状をとることと関係する。

ポール観測では層平均流速があり、密度Froude数の定義は容易である。図3.55は(3.25)による

2種の密度Froude数の特性をみたものである。ただし、 $Fi$ については $U_1$ および $V_1$ を無視した。下層Froude数 $Fi_2$ は $V_2$ に比例し、逆流( $V_2 < 0$ )で最大-1付近まで変化する。この最大値は、P13(+)の12月12日午後の吹送流に関するもので、密度流では0.6以下である。層間の速度差 $V_s$ を用いた密度Froude数 $Fi$ は $V_2$ がゼロ付近でも小さくならず、平均的に約0.6である。

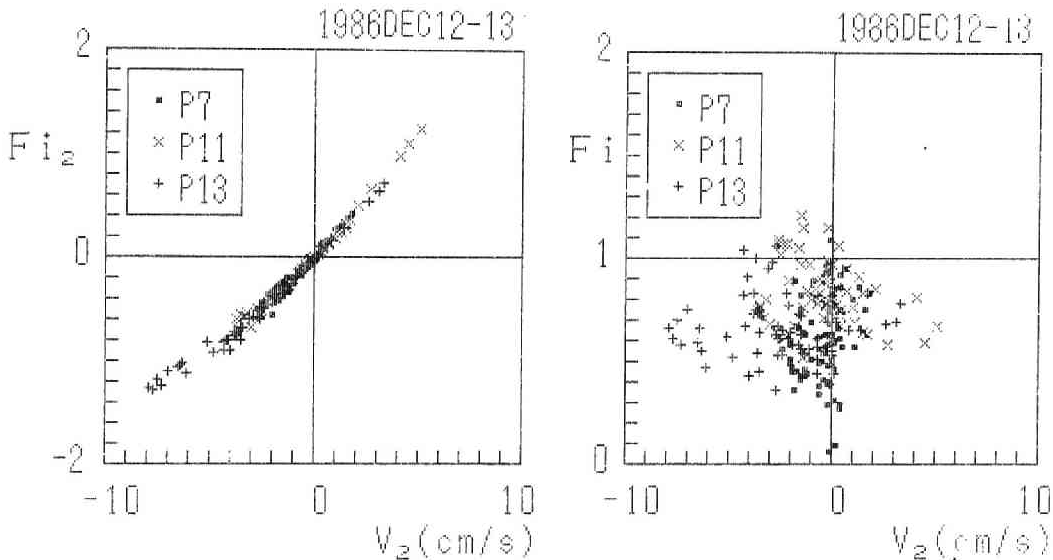


図3.55 密度Froude数の特性(1986)

$Fi_2$ が $V_2$ に比例するのは下層浮力  $g' h_2$ が一定に保たれる性質を表すだけでなく下層Froude数  $Fi_2$ が流速に比例する変数(例えば、Reynolds数やRossby数)に影響される結果とも考えられる。プロペラ流速計の経験的限界流条件では下層流の偏向を検証できず、結局、非回転系では  $Fi_2$ が  $u_v$ を用いたReynolds数に依存する結果(図3.51)となった。その際、Reynolds数を250  $\Delta U$ に固定したことになり、この係数250は流動層厚  $h_2$ と  $u_v$ の比であるから

$$u_v = \beta u_* h_2 \quad (3.88)$$

の  $\beta u_*$ を1/250に固定したことになり、例えば、 $u_* = 0.40 \text{ cm/s}$ で  $\beta = 0.01$ である。開水路流れで  $\beta = 0.07$ 、吹送流では  $\beta = 0.04$ といわれているからこの値はかなり小さい。しかし、前項の界面流速分布のように、 $u_* = 0.20 \text{ cm/s}$ では  $\beta = 0.02$ となり成層による減少と考える範囲である。

### (3) 横断流速分布

ポール観測は継続時間が短く4時間静振を除去できず、またシア観測では鉛直平均流の情報が欠如する。両者の結果を併せて横断流速分布の特徴をみる。ポール・シア観測の各高度での下層



流速の相関を $v$ 成分（大橋直交成分）について調べた結果、図3. 56に示すように、各橋脚50cm層の流速 $v_{50}$ とポール観測の下層平均流速 $V_2$ の相関が高いことがわかった。一方、150cm層の流速 $v_{150}$ と $V_2$ の相関も認めうるが $V_2$ より若干大きい。プロペラ流速計 $v_{40}$ や電磁流速計 $v_{50}$ などの常設流速計の観測値を活用する実用的観点から $v_{50}$ を用いる方が適当と考えた。

密度流の断面平均流速は各橋脚下層流速の平均値とし、 $v_{50}$ を下層平均流速 $V_2$ として用いると下層ではポール・シア観測合わせて横断6点の分布が示せる。一方、上層の $V_1$ ではポール観測3点で横断分布とする。図3. 57に $V_1$ および $V_2$ （ $v_{50}$ で代用）の横断分布を示す。下層厚と同様、北流最大値もP13付近に現れる。図3. 58は横断面内の二次流（大橋平行成分）分布であり、 $U$ と同様に上層3点、下層6点の流速を示す。12月13日午前のような密度流発生時、下層ではP11、13が東向き、P16が西向きとなつて収束することが多い。横断に密な測定をすれば密度流最大流速はP13とP16間に出現する可能性がある。また、P11、13の距離は100mに満たないのに $U_2$ はP11の方が大きく、 $U_1$ は両橋脚間で発散することが多いなど特性は異なる。P7の $U_1$ はP11と逆に東向きがゼロに近く、基本的にP11の $U_1$ と収束の傾向がある。従つて、上層の南向き最大流速はP7とP11間またはP7付近で発生すると推察されるが、図3. 58の上層3点分布では明瞭でない。以上から、恒流も重ねた密度流の基本パターンは上層の順流が西岸（P7～11間）、下層の逆流は東岸（P13～16間）に偏ると考えられ、順流・逆流とも最大流速位置は断面中央からずれる。

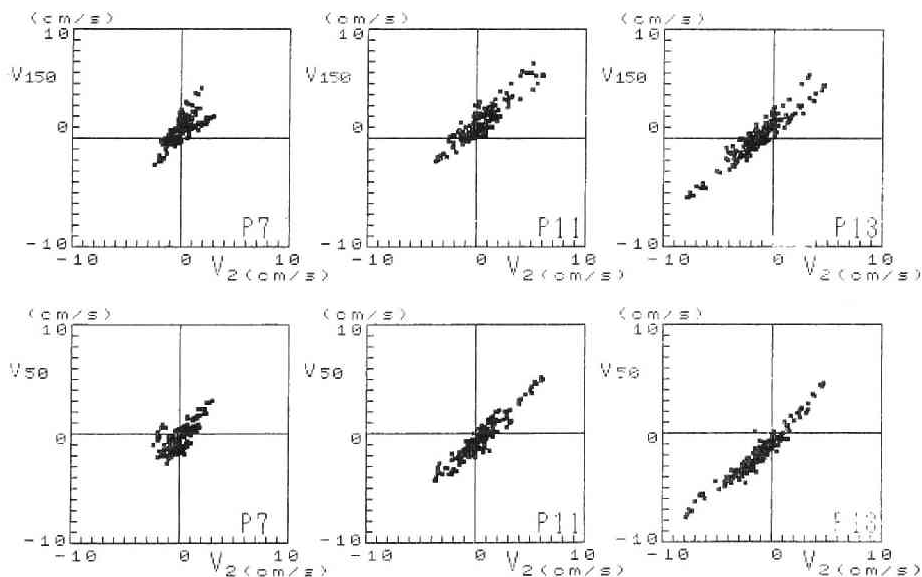


図3. 56 下層平均流速と $v_{50}$ の相関（1986）

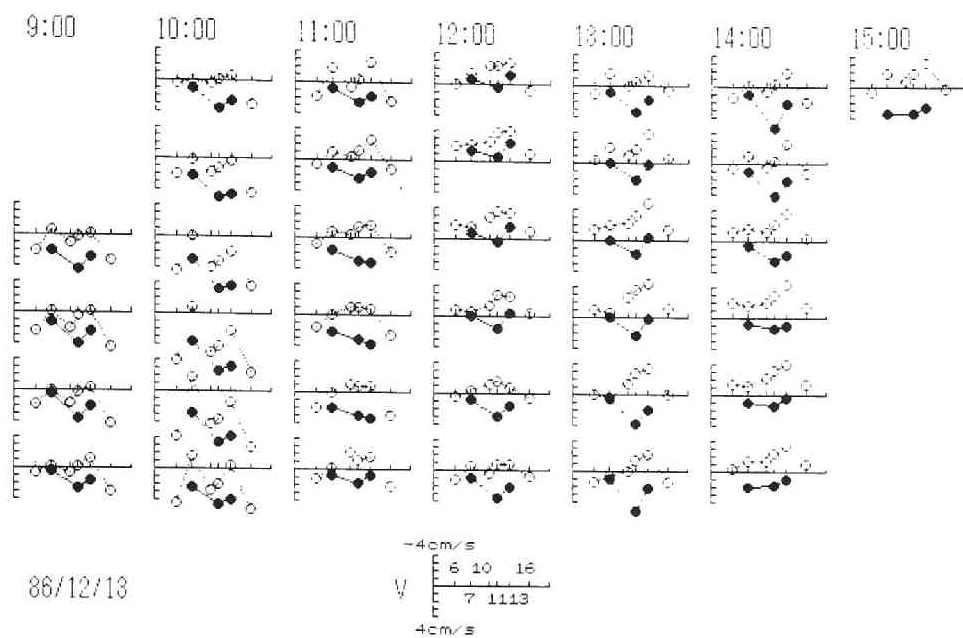


図3.57 層平均流速  $V$  の横断分布 (1986)

(●; 上層、○; 下層)

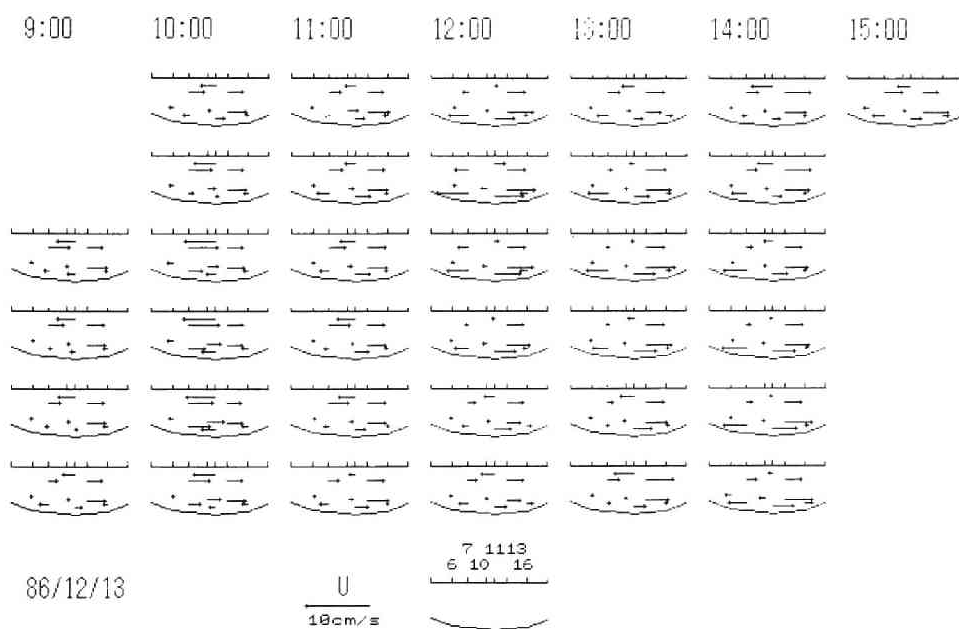


図3.58 二次流  $U$  の横断分布 (1986)

図3. 59は1985年観測の常設および臨時の異機種流速計記録を橋脚番号順に並べたベクトル図（6時間移動平均値）である。上層(a)図は総じて南流であるが、西岸寄りでは、P6、P7間で発散、P7、P10間で収束する傾向があり、南流最大値はP7、P10間に偏るようである。一方、東岸寄りP16、P19間では流向が逆転し、東岸には反時計廻りの構造があるらしく、これらは全期間かなり安定に存在し、卓越した南寄りの風でほぼ説明がつくといえる。

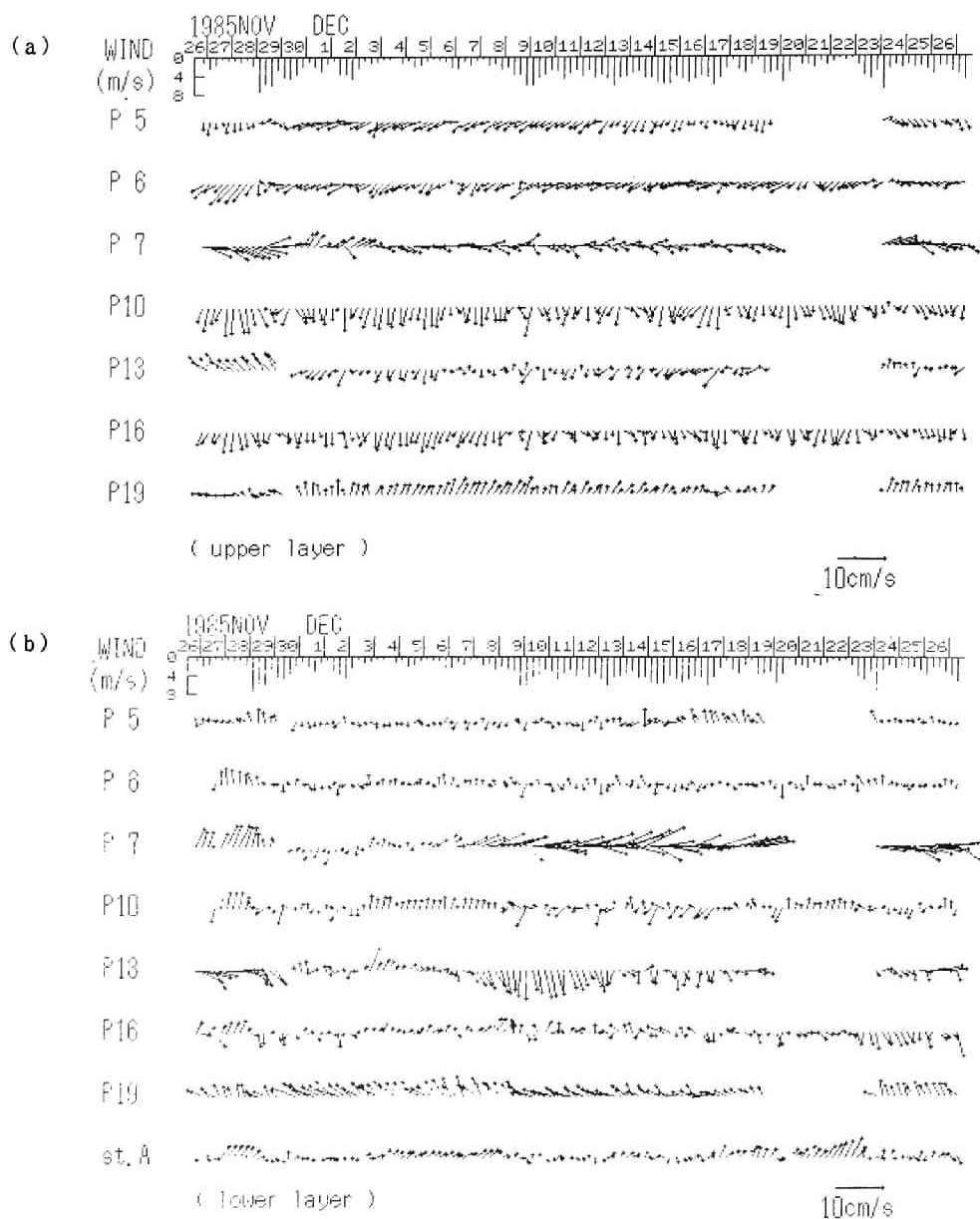


図3. 59 各橋脚の速度ベクトル(1985)

下層(b)図では、P10でSt. Aと同期して密度流とわかる北流が現れる。これと比較していくと他の橋脚にも密度流的な北流がある。しかし、P19のような浅水部は吹送流でも上下層の流向の差がなく全期間北流し、密度流と吹送流の区別は難しい。P13で12月中旬に発生した強い南流はこの数日間に断続的に吹いた南風による吹送流の逆流域になった可能性が高い。一方、北寄りの風では断面中央部は上層で南流、下層で北流して密度流の流速鉛直分布と同じになり、水温分布と併せて考察する必要がある。以上のように大橋断面流速分布は地形効果を含む吹送流の影響を強く受け、密度流を分離するには吹送流の形態も知る必要がある。1986年のポール観測により、この目的は一部達成されたが断面全体の構造については説明すべきことが残されている。

#### 3.4.4 密度流逆流量の検討

下層流に関する自転流れの二次流強度は、Rossby数 $R_0 = V_2 / f b$ を用いて

$$U_2 / V_2 = A R_0^{-1} \quad (3.41)$$

$$A = h_2 / 9 \kappa \beta b \quad (3.42)$$

と表せる<sup>55)</sup>から

$$F_{i2} / F_i = V_2 / (U_2^2 + V_2^2)^{1/2} = 1 / (1 + A^2 R_0^{-2})^{1/2} \quad (3.43)$$

となる。 $\kappa = 0.4$ ,  $h_2 = 2.5\text{m}$ ,  $b = 400\text{m}$ ,  $\beta = 0.01$ で $A = 0.2$ であり、 $R_0 = 0.01 \sim 1$ に対し(3.43)の値は0.05~0.9の範囲で変化し実測傾向(図3.60)をよく説明する。これは実際に偏向が生じている橋脚P11(×)およびP13(+)で明瞭である。●はプロペラ流速計の経験則の観測値であるが、

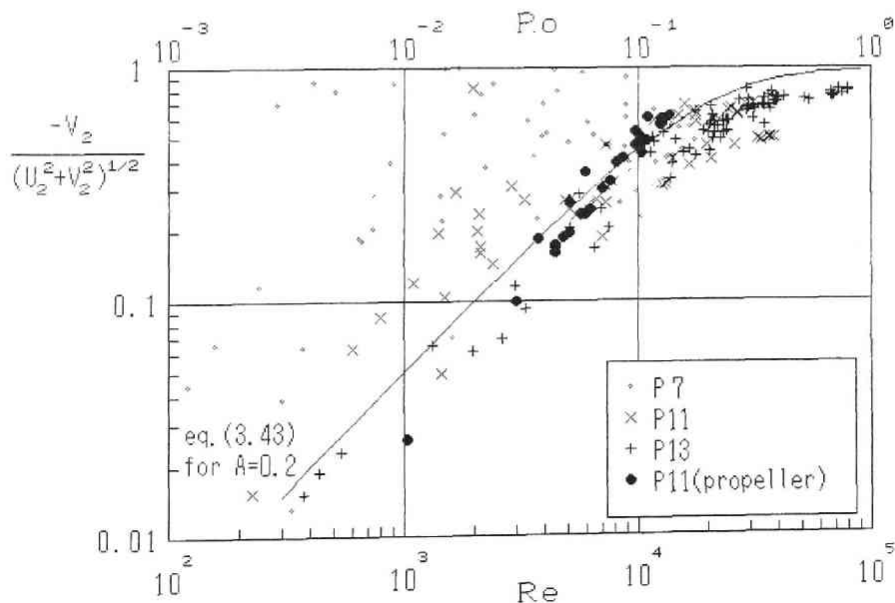


図3.60 主流の相対強度 (1986)

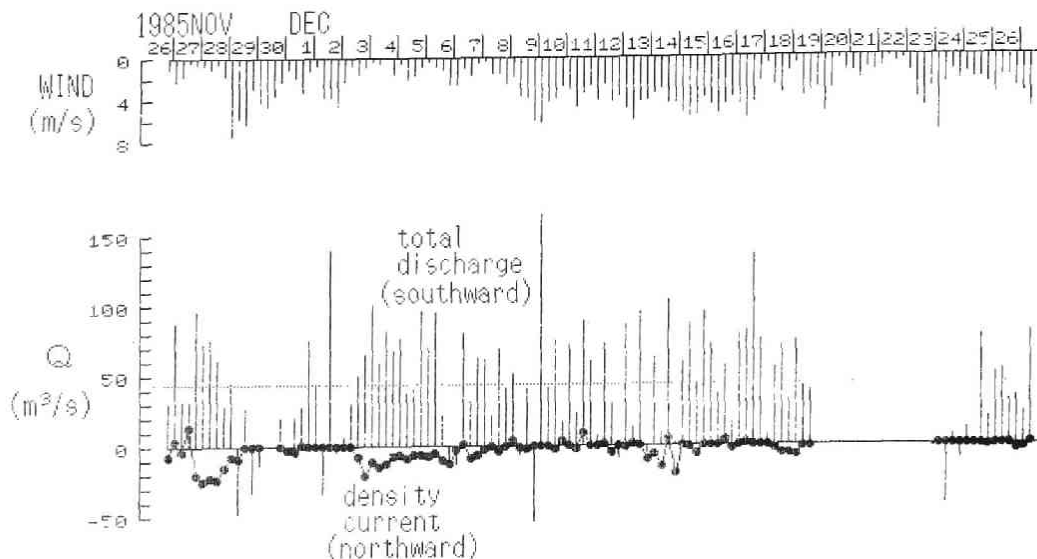


図3. 61 密度流流量時系列 (1985)

$h_2 = 2.5 \text{ m}$ として $F_{i2}$ を求め、 $F_i = 0.6$ から主流強度を評価した。渦動粘性係数 $\nu_t$ 、あるいは $\beta$ が小さいときは $F_{i2}$ が流速に比例する特性が自転による偏向現象から説明できる。界面付近の $\nu_t$ は安定効果、成層による乱れの減衰によって減少していると考えられる。

1985年実測値から計算した密度流流量と全流量を図3. 61に示す。密度流流量は流速に純下層厚 $h_{0.4}$ および橋脚間隔(130m)をかけて和をとる。下層厚が求まらない場合( $\delta = H$ 、すなわち非成層と判定された場合)はゼロとみなす。全流量は成層・非成層によらず流速と層厚および橋脚間隔で積和をとる。一方、上層は(水深 $-h_{0.9}$ ) mとした。観測時水面幅は約1200mで、計算流量は流心部130m $\times$ 7=910m区間の積分値であり、全流量に対し2、3割程度の過小評価は予想された。しかし、期間内平均流量は41m<sup>3</sup>/s程度であり、放流量(約90m<sup>3</sup>/s)の半分に過ぎない。この理由として1985年は南風が卓越し流速分布形が複雑となり、両岸近くに発生した水平環流が南流の流速評価を過小にしたと考えられる。

一方、1986年のポール観測実施日について各橋脚の $v_{50}$ を下層平均流速とみなし、下層厚 $h_2$ と橋脚間隔をかけて密度流流量を求めた。ただし、下層断面積を求める際、P5とP19が東西端(層厚ゼロ)とした。1985年の場合と異なり静振による変動は除去されていない。

いわゆる水位・流量関係は密度流の場合、 $g'$ が変化するため、これを含む関係となる。幅が $b$ の全幅ぜきとすれば下層流量は

$$Q = g'^{1/2} F_{i2} b h_2^{3/2} \quad (3.44)$$

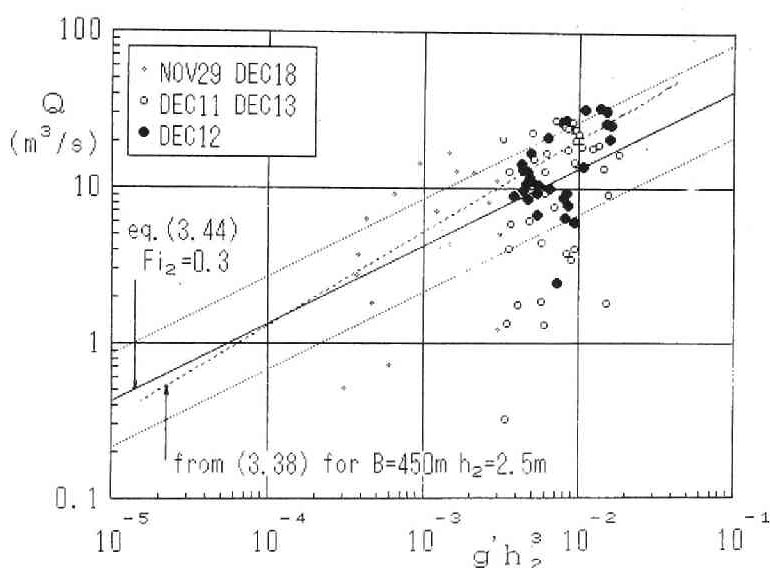


図3.62 下層流量と層厚の関係 (1986)

と書ける。この関係を図3.62に示すが、12月11日は4時間、13日は1時間静振が発生したために両日(○)の値はばらつく。12日(●)は前半、密度流の卓越した流況のデータが実線付近に集まり、 $F_{i2}$ は0.3(上下の点線は0.6と0.15)である。係数  $C = g'^{1/2} F_{i2} (= V_2 / h_2^{1/2})$  の形をとるのが通常のせき(Froude数一定)の場合と異なる。しかし、(3.43)を用いれば、

$$Q = g'^{1/2} F_{i2} b h_2^{3/2} / (1 + A^2 R_0^{-2})^{1/2} \quad (3.45)$$

のように、一定とみなせる密度Froude数 $F_{i2}$ で書直され、逆流量 $Q$ の変動を自転効果の関数として表せる。ただし、この関係は両辺に $V_2$ を含み反復計算を要する。ただし、 $F_{i2}=0.6$ も静振を平均したものであるから $Q$ もそのように解釈すべきである。

### 3.4.5 縦断分布の特性

#### (1) 縦断水温分布

図3.63は、縦断測線(定点D、C、B、P13およびA)における毎日6時間毎の水温分布である。図3.32の密度流(11月24、25日、12月2~3日、11~15日)以外にも、大橋断面まで到達しないと、水温差が極めて小さいとか、比較的早期に消滅するような密度流がみられる。図3.32の大橋測点でも11月20、21日、28日および12月9、10日には不完全な密度流に対応する弱い成層はみられる。縦断平均水温はP13での11層平均値とし、毎日0時の平均水温を界面(最も上方の実線)として0.2℃きざみで示し、実線は平均水温以下、点線は平均水温より高い等温線を示す。縦断界面は湖底に平行とみなせ、C点以北の下層流は等流に近い(流れ自身による連行は小さい)といえる。なお、観測層数も関係するが大橋近くで下層は若干厚くなって混合特性が変わるように見える。

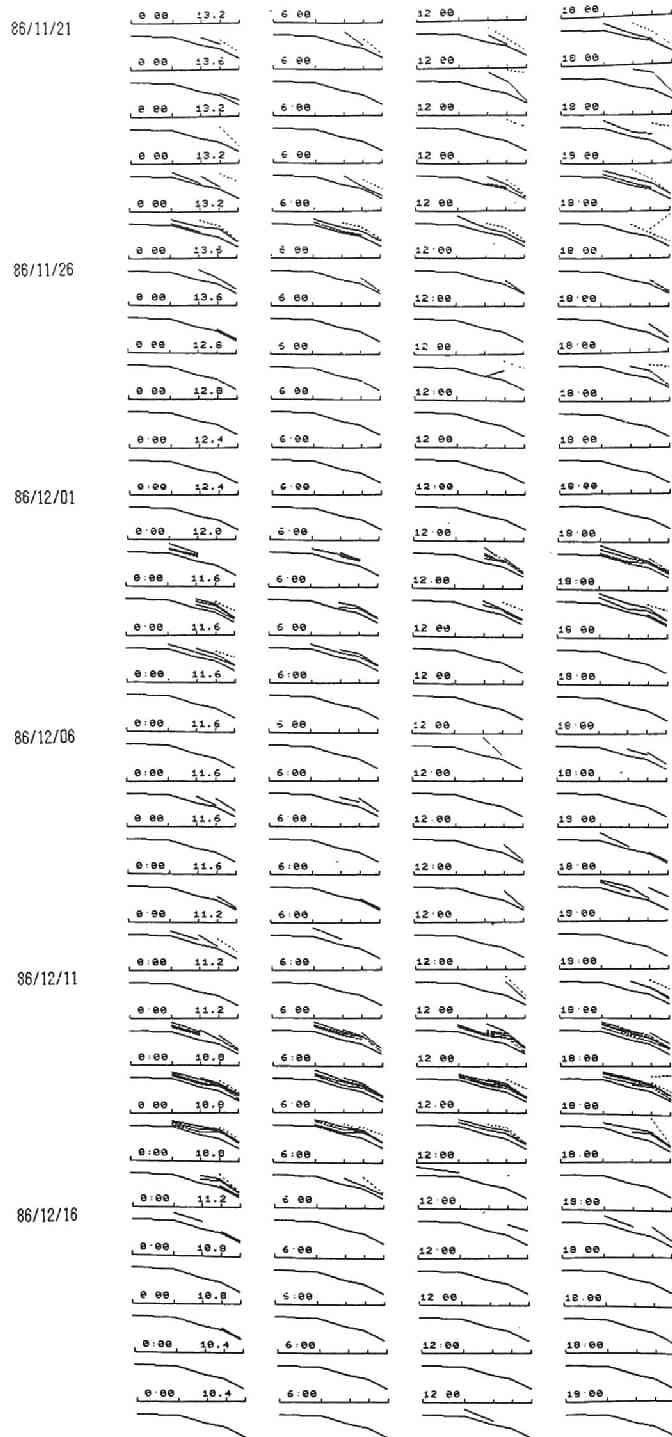
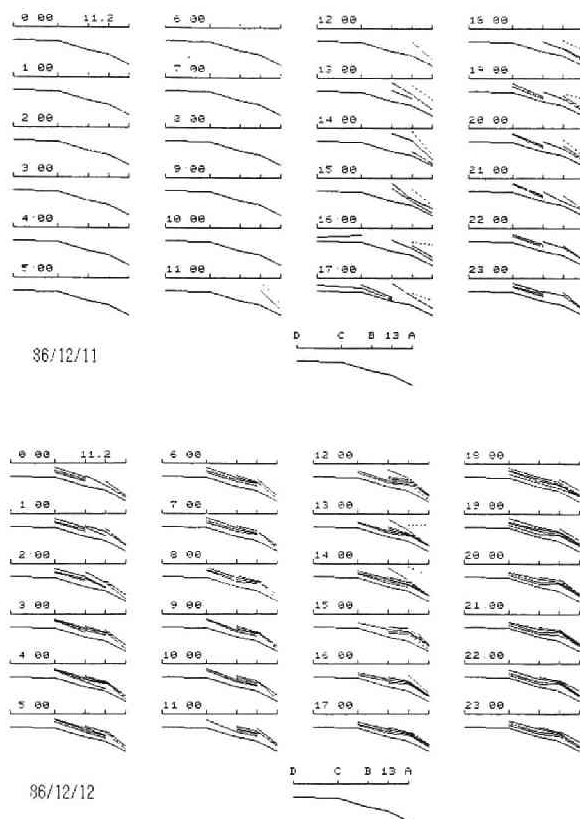
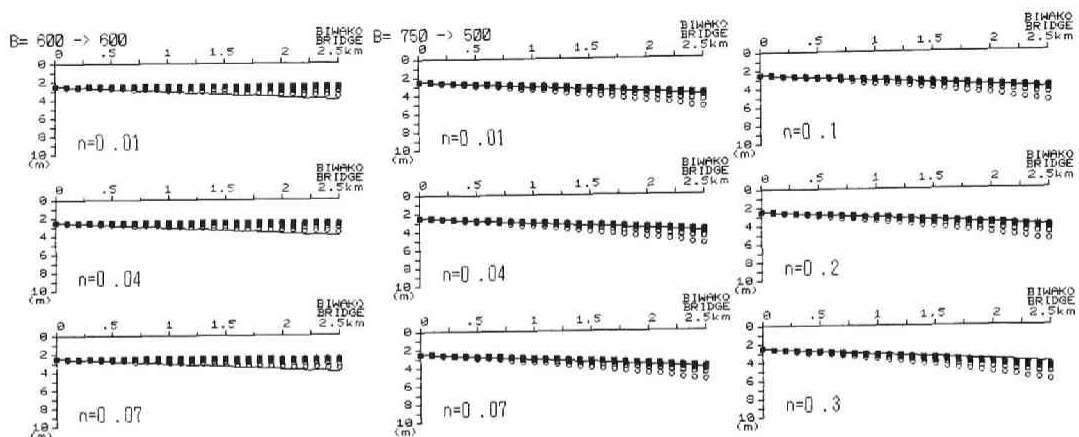


図3.63 6時間毎の縦断水温分布 (1986)

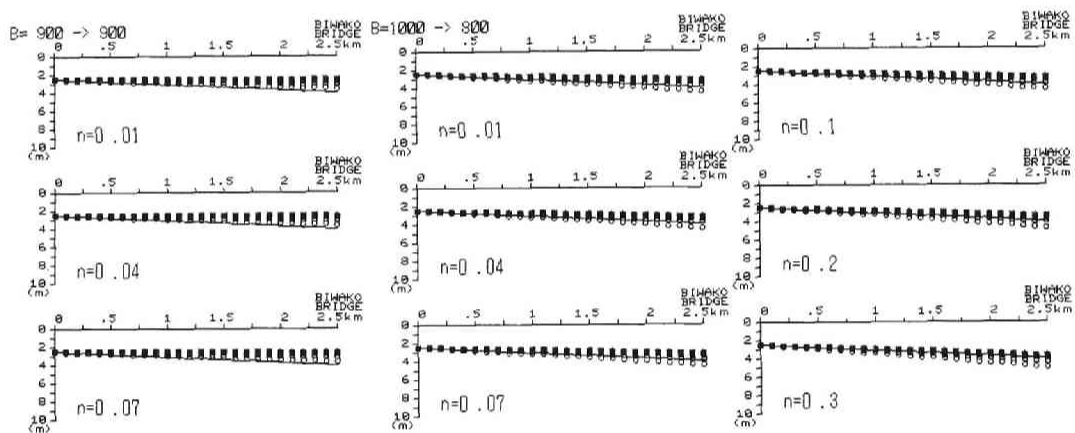
また、C、D点間に等温線が出現せず、C点を通る等温線が水面と交わる（測点C D間の表層に等温線の集中するフロントがある）頻度が高く、これらの等温線は大橋断面下層水温と同じものである。水温分布からみて南湖水はD C間にあるフロント付近で潜入し、そこから北流することがわかる。時間的にみると図3. 64に示すように12月11日のような発生初期に数本の等温線が現れ、密度流が上層を南下、下層を北上するに伴い本数を増す様子がわかる。







○  $E=0.00041$  □  $E=0.00023$  ◆  $E=0.00012$  ▴  $E=0.00005$  ×  $E=0.00002$  +  $E=0.00000$



○  $E=0.00041$  □  $E=0.00023$  ◆  $E=0.00012$  ▴  $E=0.00005$  ×  $E=0.00002$  +  $E=0.00000$

図3.65 (a) 縦断界面形 (基準幅600m)

(b) 縦断界面形 (基準幅900m)

計算で固定した条件は、下流端での上層（南向き）流量  $Q_1=120\text{m}^3/\text{s}$ 、界面深さ  $h_1=2.5\text{m}$ 、有効重力加速度  $g'=0.003\text{m}/\text{s}^2$  である。下流端で下層（北向き）流量  $Q_0=20\text{m}^3/\text{s}$  を与えたが、上層流の横流出を積分して下層流の流量増加  $\Delta Q$  を計算した。密度Froude数は1以下で、 $10^{-5}\sim 10^{-4}$  という連行係数のオーダーは妥当といえる。現実に見られる下層密度流の水温変化（流量

増加)はゼロではないが、顕著でもない。従って、 $n$ が大きく $E$ の小さい方が実際に近いと考えられる。界面抵抗係数から換算した粗度係数が河川のそれより大きくなるのは(3.33b)の性質である。流れ幅減少・流速増大・連行増加により界面勾配は大きくなり、逆流量は北向きに増える。一方、 $n$ の増加は界面勾配を増加させるだけである。

幅一定の場合、連行流量が大きいと界面勾配に対する $n$ の影響は小さく、 $n$ を0.1のオーダーまで増加させないと勾配に差が現れない。ところが幅が変化する場合、 $n$ の効果が顕著でなく連行も大きくないのに幅変化のみで所定の勾配を得る。上例では基準幅が600mで単位幅流量が若干過大と考えられたので基準幅900mとし、幅一定および1000→800mに減少する場合を同様に比較した(図3.65(b))。幅が減少する場合にも $n$ の影響がみられるようになる。以上の結果を図3.66にまとめた。横軸は計算された界面勾配、縦軸は下層流の総連行量で、例えば $\Delta Q/Q_0 = 1$ は初期流量20m<sup>3</sup>/sと同じだけ増加して流量が40m<sup>3</sup>/sになることを示す。

限られた計算例であるが単純化したモデルの得失が示された。河床に比べて界面の粗度係数が大きいことは事実であろうが、他にも影響を及ぼすパラメータが多く、実験水路のように条件の明らかな場合を除き現地への適用は注意を要する。粗度や連行の他に地形条件や水面勾配の影響が重要と現時点では判断される。

3.3節では、冬季の熱損失で表層水温は南湖に入ってから急速に低下し平衡水温に近づくことが示された。そのため、実際には有効重力加速度が流下方向に一定でなく南下するほど急激に界面勾配は増大すると推定される。上の不等流計算で仮定した下流端位置は熱移流計算で推定された上層温水フロント位置に相当する。従って、密度差が減ると界面は不安定となり、弱い風または

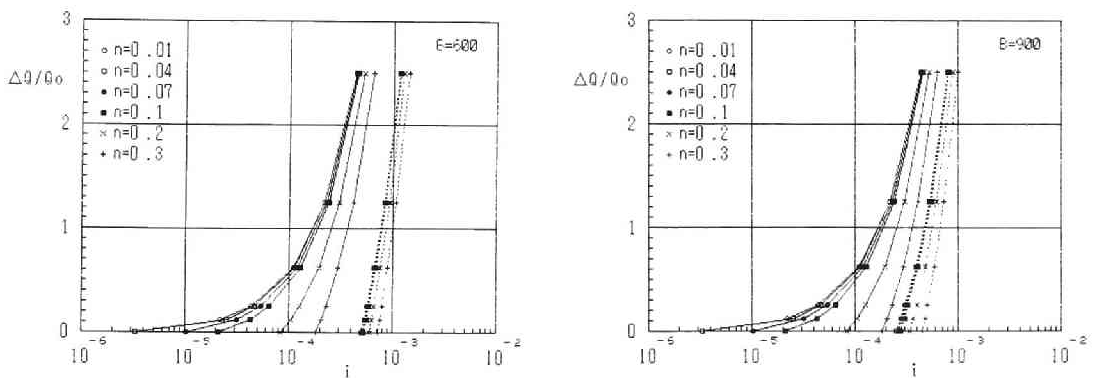


図3.66 界面勾配と連行量の関係

流れ自身の流速で混合する状態に達すると考えられる。こうした要因は、現実の密度流の特徴をうまく説明するものである。

### 3.4.6 密度流モデル

密度流流量表示を用いて密度流を一次元的に扱うが、密度流の発生は湖の熱収支に支配されるものであり、水理学的特性に加えて水文学的アプローチが要求され、両者の結合により密度流の発生予測モデルが構成しうる。3.3節で密度流を発生・持続・消滅の3段階にわけて考えたが、発生と消滅はいずれも気象要素（主に風）に依存する。目的とする変数は南湖混合水温、または北湖の水温との差に基づく有効重力加速度であり、完全鉛直混合の限界風速もこの値が小さいと小さくなると考えられる。

#### (1) 予測モデルの条件

密度流予測は熱収支と移流モデルの結合に帰着する。前項の方法で密度流流量を計算すれば、密度流の熱輸送が考慮できるが、この流量自体が要求されるモデル出力である。流量表示に用いた限界流条件のばらつきも吹送流や静振の影響が大きい、混在する吹送流の構造が複雑なことはすでにみた通りである。流量表示はこれらを平均して得たものであるから、ここでは吹送流の影響は無視し、風の混合のみ考慮する。

熱収支の卓越項は潜熱輸送であり、日射の影響が大きくない場合には放射は二次的として、蒸発公式から換算した熱損失係数で水温変化が計算できる。これには気温（または平衡水温）、風速、湖水温の3つが必要である。しかし、熱損失係数を用いる方法では、湖水温が再上昇する過程、例えば水温日変動計算は難しい。このためには放射収支を評価する日照率や雲量のような気象資料を入手する必要がある、密度流モニタリングには適さない。この目的のためには気温・風速に加え正味放射および湿度を実測し、リアルタイムで水温日変動を予測するか、水温を実測する必要がある。気象および水温・流速の実時間収集が最も有利である。モニタリングで密度流発生が検知可能なだけでなく、発生した密度流について消滅の限界風速や代表密度差と逆流量の関係といった、現在求められる資料が効率よく収集でき、予測精度のよいモデルの作成に寄与する。これらのモニタリング量が実際に得られる場合を想定し、予測計算を試みる。

#### (2) 密度流予測

湖面冷却が発生してから大橋断面で密度流が強化するまでに日単位の時間遅れ（下層フロントの到達・通過時間）があり、これをボックスモデル的に扱うと界面がある高さになるまで密度流が発生しないと表現する点がタンクモデルと類似である。水域（ボックス）分割による幅や体積等の形状パラメータ以外に、水理機構と関連する4つの因子がある。すなわち、風の混合、流れの連行、潜入点（温水フロント位置）の限界流条件および大橋断面の流量条件である。

図3.67にモデルの分割と各ボックスの諸元を示す。上述の4因子のうち流れの連行は、前項では地形の与え方で変化する程度のもので、風の混合と比べて小さく無視できるとし、他の3つを以下のように与える。

- 1) 風の混合は中間ボックス上・下層の水温  $T_{21}$ 、 $T_{22}$  の差に基づく有効重力加速度  $g'$  から、 $\Delta t$ （1時間；気象データ間隔）あたりの界面上昇  $\Delta z$  をつぎのように表す。

$$\Delta z = u_* \Delta t = u_*^3 \Delta t / \kappa g' d \quad (3.46a)$$

ここに、 $d$ は上層厚さ、 $\kappa=0.4$ であり、連行公式(2.91)を用いた。抗力係数が風速に比例する場合は $u_* \propto W^{3/2}$ 、従って、 $\Delta z \propto W^{9/2}$ となるが、抗力係数が一定なら $\Delta z \propto W^3$ である。実際には上層内の混合に消費される仕事分を差引いて有効な水面摩擦速度 $u_{*e}$ を用いて評価する必要があると思われるが、 $u_{*e}/u_*$ については不明な点も多いため、ここでは、以下のように単純化する。

$$\Delta z = r W_{mix} (W - W_c)^2 / g' \quad (3.46b)$$

ここに、 $W_{mix}$ は限界Richardson数、 $W, W_c$ は風速および限界風速である。係数 $r$ は風速と流速の変換係数で、吹送流の表面流速に対し約0.03である。 $r$ は $g'$ にも依存すると考えるが、簡単のため $r/g'=1$ とし、3.1.3の成層破壊風速を考慮して、 $W_{mix}=0.2$ 、 $W_c=3.9\text{m/s}$ にとると実際の南湖の混合現象をよく表す。

2) 潜入点(温水フロント位置)の限界流条件は、南湖と中間ボックスの上層水温、 $T_{11}$ 、 $T_{21}$ から計算される $g'$ よりつぎのように与える。

$$Q_{12} = h_s B_s V_s = h_s B_s (g'_s h_s)^{1/2} = C_s h_s B_s (g' h_s)^{1/2} \quad (3.47)$$

ここに、南湖・中間ボックス境界での水理量は $h_s=3\text{m}$ 、 $B_s=1000\text{m}$ 、 $g'_s=g'/100$ とする。 $g'_s$ に関する条件は中間ボックス南端で表層水温差が減少することを示したもので、これと限界流条件

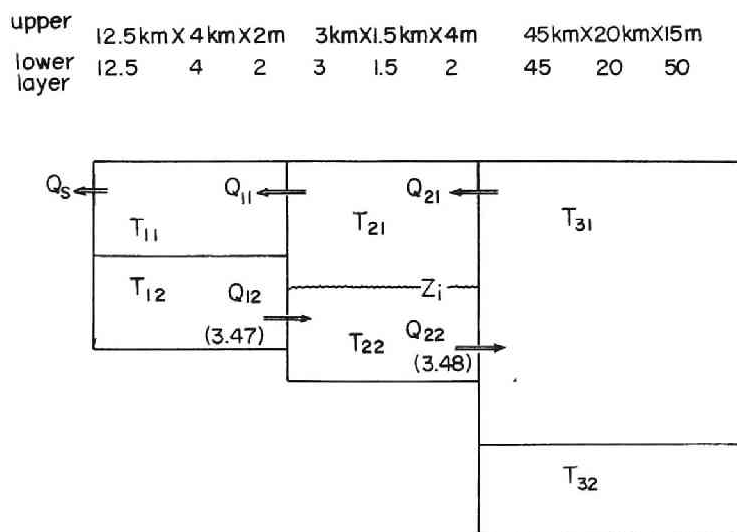


図3.67 モデルの概念図

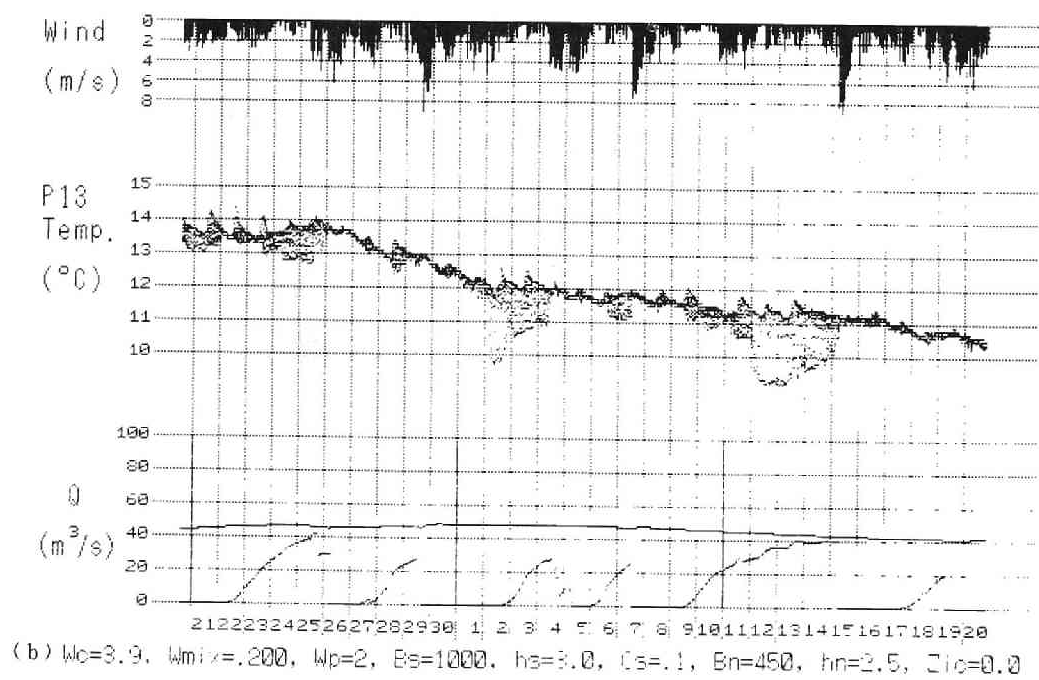
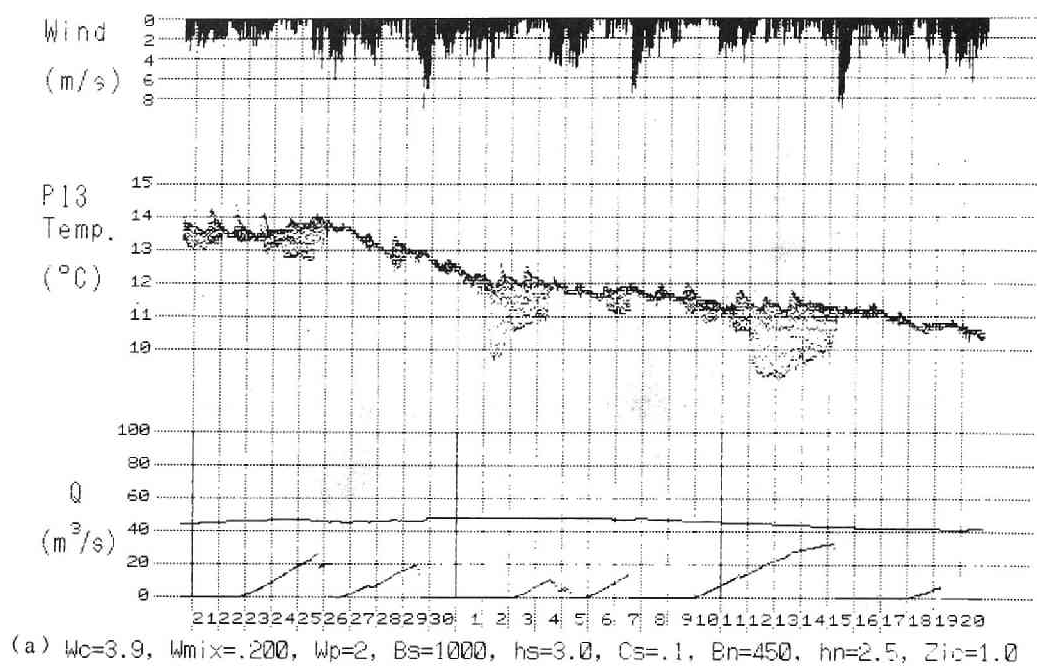


図3.68 モデルの計算結果

$V_s/(g' h_s)^{1/2}$ より  $C_s=0.1$ である。

3)大橋断面の流量条件は(3.45)式より

$$Q_{22} = h_n B_n V_n = (g')^{1/2} F_i B_n h_n^{3/2} / (1 + A^2 R_0^{-2})^{1/2} \quad (3.48)$$

となる。ただし、 $h_n=2.5\text{m}$ 、 $B_n=450\text{m}$ 、 $F_i=0.6$ 、 $A=0.2$ であり、 $g'$ は中間ボックスの下層水温  $T_{22}$ と北湖上層ボックス水温  $T_{31}$ から求める。中間ボックスの界面高さ  $z_i$ は  $Q_{12}$ と  $Q_{22}$ の収支から計算するが風の混合で  $\Delta z$  ずつ減少する。密度流の時間遅れを表すため  $h_n = z_i - z_{ic}$  とし、 $z_i < z_{ic}$  では  $Q_{22}=0$ とする。

図3.68に計算例を二つ示す。(a)自転効果を見捨てる( $A=0$ )した場合は  $z_{ic}=1\text{m}$ 程度にとる必要があったが、(b)自転効果を考慮すれば弱い密度流ほど偏向され直交成分は実質的にゼロとなり、自転効果が時間遅れのパラメータ  $z_{ic}$ の役割を果たすことがわかった。計算例では主要な3回の密度流の発生を予測するだけでなく、水温記録にほとんど現れない弱い密度流の発生まで追跡できる。このように風・気温・水温・日射量の同時観測結果から流量予測が可能になる。

密度流の発生遅れ時間は温水フロントから琵琶湖大橋地点までの移流時間と意味づけできる。このモデルでは、静振の擾乱や吹送流への遷移は表現されていないので、持続時間の長い密度流では密度流流量が継続時間とともに増加し、温水フロント位置、すなわち潜入点での限界流条件の流量で定常状態に落ち着くと考えられる。

### 3.5 結 語

冷却を受ける湖の下層密度流の水利特性の解明、水域間の湖水交換を伴う現実的問題の評価について、以下の結果を得た。

- 1) 琵琶湖大橋断面の流速・水温連続記録より密度流の重要性が指摘され、その発生予測と流量評価のために湖面冷却による下層密度流の発生機構と水利特性の解明が必要となり、実態把握のために行った現地観測の経緯ならびに初期の知見を要約した。
- 2) 密度流として北湖へ流出する南湖水の流軸を計算した結果、流量が小さいときには最深部を北流するが、数  $10\text{m}^3/\text{s}$  まで増加すると東岸寄りの湖底斜面に沿って北東に流下するようになり、密度流に二つの形式があることを指摘した。流下形式の相違は界面抵抗の大きい密度流から連行の激しい密度流への遷移と考えられ、自転効果の重要な現象であることがわかった。
- 3) 上記の流下形式に対応する直進型・右偏型の密度流が現地に存在し、風による界面混合状態により、それぞれ弱混合・緩混合の密度流と推察した。現地には冬季も顕著な内部静振が発生し強混合状態となるため、密度流径路によらず、逆流水が混合・拡散する実態を示した。
- 4) 熱収支各項を比較検討し、日照率と雲量の精度の相違から日射量や有効逆放射の補正項では日照率表示が優れ、これを用いて放射の評価誤差を抑え日単位熱収支の精度を向上させること、冬季は放射平衡に近く潜・顕熱量が卓越することを示し、蒸発係数を比較して実測平衡水温から琵琶湖における蒸発係数あるいは熱損失係数の範囲を評価した。
- 5) 推定した蒸発係数は妥当な湖水温度変化を与え、求めた熱損失量を水面条件とする移流方程式

により冷却時の南湖縦断水温分布が説明されることを確認した。北湖水の表層フロントは大橋の南2～3 km位置に形成され、これが密度流の構造上重要であることを指摘した。このように、時間気象量や平衡水温の実測によって南湖混合水温の評価が行えるが、密度流による熱輸送量補正、すなわち密度流流量の表示が必要であり、これを含めて熱収支と水理特性の整合性を考える。

6) 風の冷却作用で発生した密度流が風の混合作用で破壊される現象は、密度流観測や発生予測を行う上で扱いにくい点である。成層破壊条件を検討した結果、成層から非成層状態に移移する限界風速は3 m/s程度であることを示した。

7) 琵琶湖大橋の流速鉛直分布の観測から密度流の卓越する状況、混在する静振の影響、吹送流への遷移の実態を示した。また、混合層厚の変化や安定度と速度差の関係が前章の吹送流と同じ関係に従うことを確認した。これより界面流速分布は対数+直線分布に従うことが示唆されたが、 $1 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度の渦動粘性係数を用いると形式的に滑面表示できることを指摘した。

8) 界面付近の多点水温測定により界面波の平面・鉛直スケールが数10 cmであり、流速分布から推定される粗度長 $z_0$ が1 cm程度となることも不合理ではないという結果を得た。界面摩擦速度を評価して吹送流の水面抵抗則を変換した界面抵抗則と比較した。水理実験や河口密度流における滑面抵抗係数より大きな $10^{-2}$ 程度の界面抵抗係数を得た。密度Froude数が0.6程度で河口の場合と同程度であるが、有効重力が小さいためと推定された。

9) 密度流発生時に吹送流が発生すると界面波が活発化して界面が上昇し、上層水温が1時間に $1^\circ\text{C}$ 近く下がる状況もみられた。また、密度Froude数の変動が表面静振の影響であることを指摘した。一方、横断流速分布は上層の順流が西岸、下層の逆流は東岸に偏り、順・逆流ともに最大流速位置が断面中央からずれる特徴のあることを指摘した。

10) プロベラ流速計の流速・水温偏差の経験関係と界面抵抗則および渦動粘性表示を用いて層厚を推定し経験則としての限界流条件を示し、これより密度流流量を代表水温差の関数として表示した。この経験則の流速が断面直交1成分のデータに基づくため、流れの偏向があれば見かけの関係となる。詳細観測における2成分流速分布の実測値から流れの偏向を検討した結果、流速、すなわちRossby数が小さいほど二次流の強まる関係が認められ、成層による渦動粘性係数の減少を考慮すれば説明可能なものであることがわかった。

11) 密度流の流量は全幅ぜき関係を用いて表示できるが、静振による下層厚や下層平均流速の変動のため下層Froude数は $Fi_2 = 0.15 \sim 0.6$ で変動し、平均的には0.3である。しかし、Rossby数 $Ro$ で表した上記の偏向関係を考慮すると一定の密度Froude数 $Fi = 0.6$ を用いて表示できる。

12) 界面抵抗係数を検証するため横流出のある不等流計算で界面形を計算した。しかし、密度流の発生は熱収支、すなわち気象条件に支配される非定常過程であり、外部条件の時間変化を計算する必要がある。湖面冷却と密度流強化の時間遅れを考慮するため、熱収支・移流・混合過程と流量表示を結合したタンクモデルで追跡計算を行った。流量表示に導入した自転効果が効果的であり、流れの偏向による流量減少を考慮すれば、遅れ時間を陽に与えなくても密度流発生が予測できることを示した。



## 参考文献

- 1) 岡本 巖・森川光郎：密度分布より見たびわ湖の湖流について、陸水学会誌、第22巻、pp.193-200, 1961.
- 2) Phillips, O.M. : On turbulent convection currents and the circulation of the Red Sea, Deep-Sea Res., 13, pp.1149-60, 1966.
- 3) Nunes, R.A. and G.W.Lennon : Episodic density current and stratification in Spencer Gulf, South Australia, IUTAM symposium on mixing in stratified fluids, Margaret River, Western Australia, 1985.
- 4) Moller, J.S. : Hydrodynamics of an Arctic Fjord, Series Paper 34, Tech. Univ. of Denmark, 1984.
- 5) Sturm, T.W. and J.F.Kennedy : Heat Loss from sidearms of cooling lakes, Proc. ASCE, pp.783-803, 1980.
- 6) Jirka, G.H. and D.R.F.Harleman : Classification analysis of cooling impoundments, Proc. ASCE, Vol.105, EY2, 1979.
- 7) Whitehead, J.A., A. Leetmaa and R.A.Knox : Rotating Hydraulics of Strait and Sill Flows, Geophys. Fluid Dyn., 6, pp.101-125, 1974.
- 8) Rydberg, L. : Rotating Hydraulics in deep-water channel flow, Tellus, Vol.32, pp.77-89, 1980.
- 9) Gill, A.E. : Adjustment under gravity in a rotating channel, Jour. Fluid Mech., Vol.77, pp.603-621, 1976.
- 10) 村本嘉雄・道上正規：琵琶湖南・北湖の交流特性、京都大学防災研究所年報、第21号B-2、1978.
- 11) 村本嘉雄・大西行雄・大久保賢治：琵琶湖南湖の熱収支－琵琶湖大橋断面での湖水交換－、京都大学防災研究所年報、第22B-2, pp.579-589, 1979.
- 12) 建設省琵琶湖工事事務所・（株）新洲：昭和55年度琵琶湖大橋周辺水温水質分布測定作業報告書、1981.
- 13) 建設省琵琶湖工事事務所・（株）新洲：昭和56年度琵琶湖大橋周辺水温水質分布測定作業報告書、1982.
- 14) 建設省琵琶湖工事事務所・水資源開発公団関西支社・防災研究協会：昭和57年度琵琶湖大橋周辺部の密度流に関する研究報告書、1983.
- 15) 建設省琵琶湖工事事務所・水資源開発公団関西支社・三洋水路測量株式会社：昭和58年度琵琶湖大橋付近密度流調査作業報告書、1984.
- 16) 建設省琵琶湖工事事務所・水資源開発公団関西支社・三洋水路測量株式会社：昭和59年度琵琶湖大橋付近密度流調査作業報告書、1985.



- 17) 建設省琵琶湖工事事務所・水資源開発公団関西支社・三洋水路測量株式会社：  
昭和60年度 琵琶湖大橋付近密度流調査作業報告書、1986.
- 18) 建設省琵琶湖工事事務所・水資源開発公団関西支社・三洋水路測量株式会社：  
昭和61年度 琵琶湖大橋付近密度流調査作業報告書、1987.
- 19) 大西行雄・大久保賢治・原島省・村本嘉雄：密度流におけるコリオリ効果に関する研究、  
京都大学防災研究所年報、第23号B-2, pp. 351-371, 1980.
- 20) 大久保賢治・村本嘉雄・片岡幸毅：湖の熱流動過程に関する研究、京都大学防災研究所年報、  
第25B-2, pp. 615-642, 1982.
- 21) Smith, P. C. : A streamtube model for bottom boundary currents in the ocean,  
Deep Sea Res., Vol. 22, pp. 853-873, 1975.
- 22) Pedersen, F. B. : Dense bottom currents in rotating ocean, Proc. ASCE, HY8,  
pp. 1291-1308, 1980.
- 23) Kashiwamura, M. and S. Yoshida: Outflow pattern of fresh water issued from  
a river mouth, Coastal Eng. in Japan, Vol. 10, 1967.
- 24) 柏村正和：河口淡水流の力学的不安定、日本海洋学会秋季大会要旨集、1981.
- 25) 芦田和男・江頭進治：密度成層のある場における濁水の挙動に関する研究（1）、  
京都大学防災研究所年報、第15号B-2, pp. 495-512, 1976.
- 26) 江頭進治・芦田和男：成層密度流の流れの構造に関する研究、京都大学防災研究所年報、  
第22B-2, pp. 355-381, 1979.
- 27) Ippen, A. T. and D. R. F. Harleman: Steady-state characteristics of subsurface flow,  
Proc. NBS symp. on Gravity Waves, Nat. Bur. stand. Circ. 521, pp. 79-93, 1952.
- 28) Oonishi, Y. and N. Imasato : Study on the Currents in Lake Biwa (II),  
Barotropic Responses to the uniform wind of a finite duration,  
J. Oceanogr. Soc. Japan, 31, pp. 243-254, 1975.
- 29) 新井正・西沢利栄：水温論、水文学講座、10、共立出版、1974.
- 30) Henderson-Sellers, B: Engineering Liminology, Monographes and Surveys  
in Water Resources Engineering, 8, Pitman, 1984.
- 31) Kondo, J. : Analysis of solar radiation and downward long-wave radiation data  
in Japan, Sci. Rep. Tohoku Univ. Ser. 5, Geophys., 18, pp. 91-124, 1967.
- 32) Raphael, J. M. : Prediction of Temperature in Rivers and Reservoirs, Proc. ASCE, 88,  
P02, pp. 157-181, 1962.
- 33) Swinbank, W. C. : Long-wave radiation from clear skies, Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,  
89, pp. 339-348, 1963.
- 34) Brutsaert, W. : On a derivable formula for long-wave radiation from clear skies,  
Water Resour. Res., 11, pp. 742-744, 1975.
- 35) Idso, S. B. : A set of equations for full spectrum and 8-14  $\mu\text{m}$  and 10.5-12.5  $\mu\text{m}$

- thermal radiation from cloudless skies, *Water Resources Res.*, 17, pp.295-304, 1981.
- 36) Yamamoto, G. : On nocturnal radiation, *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5, 4, pp. 27-43, 1950.
- 37) 伊藤克巳・岡本巖：琵琶湖における水温の変動（Ⅷ）－熱収支と南北両湖の交流－、  
陸水学雑誌, 35, 4, pp. 127-135, 1974.
- 38) Wales-Smith, B. G. : Estimates of net radiation for evaporation calculation.  
IAHS Bull. 25, pp. 237-242, 1980.
- 39) Goss, J. R. and F. A. Brooks : Constants for empirical expressions for downcoming  
atmospheric radiation under cloudless sky, *J. Meteorol.*, 13, pp. 482-488, 1956.
- 40) Anderson, E. R. : Energy budget studies, *Water Loss Investigations ;*  
Lake Hefner Studies, Technical Report, U. S. Geol. Surv. Prof. Pap. 269, pp. 71-119, 1954.
- 41) Liu, W. T., K. B. Katsaros and J. A. Businger: Bulk Parameterization of air-sea  
exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the inter  
face, *J. Atmos. Sci.*, 36, pp. 1722-1735, 1979.
- 42) Jacobs, W. C. : On the energy exchange between sea and atmosphere, *J. Marine Res.*,  
5, pp. 37-66, 1942.
- 43) 古藤田一雄：気候学的資料を用いた湖面蒸発量の推定法, 筑波大学水理実験センター報告,  
1, pp. 53-65, 1977.
- 44) Orlob, G. T. and L. G. Selna : Temperature variations in deep reservoirs, *Proc. ASCE*,  
96, HY2, pp. 391-410, 1970.
- 45) Sturm, T. W., J. M. Fulford and K. J. Fay : Lake temperature dynamics in hybrid  
cooling system, *Proc. ASCE*, pp. 668-684, 1983.
- 46) Ryan, P. J., D. R. F. Herleman and K. D. Stolzenbach : Surface heat loss from  
cooling ponds, *Water Resources Res.* 10, pp. 930-938, 1974.
- 47) Lofquist, K. : Flow and stress near an interface between stratified  
liquids, *Phys. Fluids*, Vol. 3, No. 2, pp. 158-175, 1960.
- 48) 鶴谷広一・中野晋・加藤始・一戸秀久：吹送流に関する風洞実験、港湾技術研究所報告、  
第22巻、第2号、pp. 127-174, 1983.
- 49) Abraham, G. and W. D. Eysink : Magnitude of Inter-facial shear in exchange flow,  
*J. Hydraulic Res.*, Vol. 19, No. 2, pp. 120-150, 1971.
- 50) Kondo, J., O. Kanechika and N. Yasuda : Heat and Momentum Transfers under  
strong stability in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*  
Vol. 35, pp. 1012-1021, 1974.
- 51) Csanady, G. T. : Turbulent Interfacial Layers, *J. Geophys. Res.*, Vol. 83, C5,  
pp. 2329-2342, 1978.
- 52) 中野晋・鶴谷広一・一戸秀久：淡塩二層密度界面の抵抗と混合特性、港湾技術研究所報告、  
第24巻、第2号、pp. 239-273, 1985.

- 53) 大久保賢治・菅沼史典・村本嘉雄：密度流界面現象の三次元性に関する実験、  
京都大学防災研究所年報、第28B-2, pp. 399-416, 1985.
- 54) Brocard, D. N. and D. R. F. Harleman: Two-layer model for shallow horizontal  
convective circulation, J. Fluid Mech., Vol.100, part 1, pp.129-146, 1980.
- 55) Larsson, R. Coriolis Generated Secondary Currents in Channels,  
Jour. Hydraulic Engineering, Vol.112, No. 8, pp. 750-767, 1986.

## 第4章 成層湖の環流に関する研究

### 4.1 概説

水温成層は深水湖の定義そのものともいえる重要な特徴であり、大規模な自然湖沼においては人的制御の及ぶものではないが、湖のおかれる環境によっては下層水質に無酸素化のような影響を与えることもあり、湖沼学の各分野に共通の問題といえる。琵琶湖北湖でも夏季に明瞭な成層が発達し上層厚さは盛夏に約25mに達する。水温鉛直分布の時間変化から熱の鉛直拡散係数分布を推定すると上層内で大きく水温躍層内で小さい。このような拡散係数分布は上層に流れが維持される場合のものとして理解されるが、鉛直一次元解析で上層深化過程の要因と考えられるのは風の混合や冷却作用であり、水平流れの効果は通常考慮されない。

成層期の琵琶湖北湖には図4.1に示すような大規模な環流が存在することが須田ら<sup>1)</sup>により見出され、その後、多くの現地観測<sup>2)-6)</sup>並びに数値研究<sup>7)-12)</sup>が行われた。第3章で12月でも北湖に弱い水温成層が残り内部静振が起こる例を示したが、1、2月になると湖水密度は一樣とみなせる(図4.2)。こうした均質湖の環流は風成論で説明される。一定の風応力を与えた単層モデルでは、北湖の、特に第1環流は風向で回転方向が逆転する地形性環流であり<sup>8)</sup>、一樣風の停止後は地形性Rossby波を生じて数日のうちに減衰する<sup>9)</sup>といわれている。実際、冬季の環流が安定でないことは岡本<sup>4)</sup>の観測で指摘され、成層期の環流が安定していることは岡本ら<sup>2)</sup>および國司ら<sup>3)</sup>の観測で示された通りであって、これに内部Kelvin波が共存するのが実態といえる<sup>5)</sup>。成層期に対応する二層モデルの長時間平均流は環流に類似のパターンを示す<sup>7)</sup>が、一樣風では、やはり数日という時間スケールで減衰するといわれ、夏季でも環流の定在性を説明するには風の過度を考える必要がある<sup>11)</sup>。

以上の風成論に対するものとして、湖面熱(浮力)流入が環流を引起こすという熱成論<sup>10)</sup>があり、これは以下のようなものである。湖は湖心に向かい深くなる形状、浅い側湾の存在により熱容量は平面的に非一樣である。水深変化は風による場合と同様、熱による流動現象でも重要であることは第3章と同様である。湖面浮力束の影響がある深さまで及ぶと、それより浅い水域で相対的に水温が上昇する。この地形的効果は水深数mの浅水湖では二次的と考える。そうした水域は一般に水深の場所的变化が小さく熱の影響がほとんど同時に湖底に到達し、風の鉛直混合が絶えず湖水を均質化するからである。こうして、加熱期には浅水部が相対的によく加熱される地形性貯熱効果<sup>2)</sup>のため、湖岸付近に過剰な熱が貯えられて湖心向き水平温度勾配が生じ、表層で収束する鉛直対流が発生する。これにCoriolis力が作用すると反時計廻りの環流が作られる。大西の軸対称モデルでは最大水深が30m(湖岸部は6m)、半径が10kmであったが、3ヶ月程度の加熱で10~15cm/sの流速が生じ、現実の環流強度をよく説明した。ただし、得られた水温場は連続成層的であり、図4.2に示すような水温漸変層(躍層)は形成されなかったが、理由として拡散係数の鉛直分布が考慮されなかったことが考えられる。また、実測の水温分布から流動場を推定する診断モデル<sup>11)</sup>の結果のような躍層付近の水平発散流は現れず、代わりに湖底Ekman層が

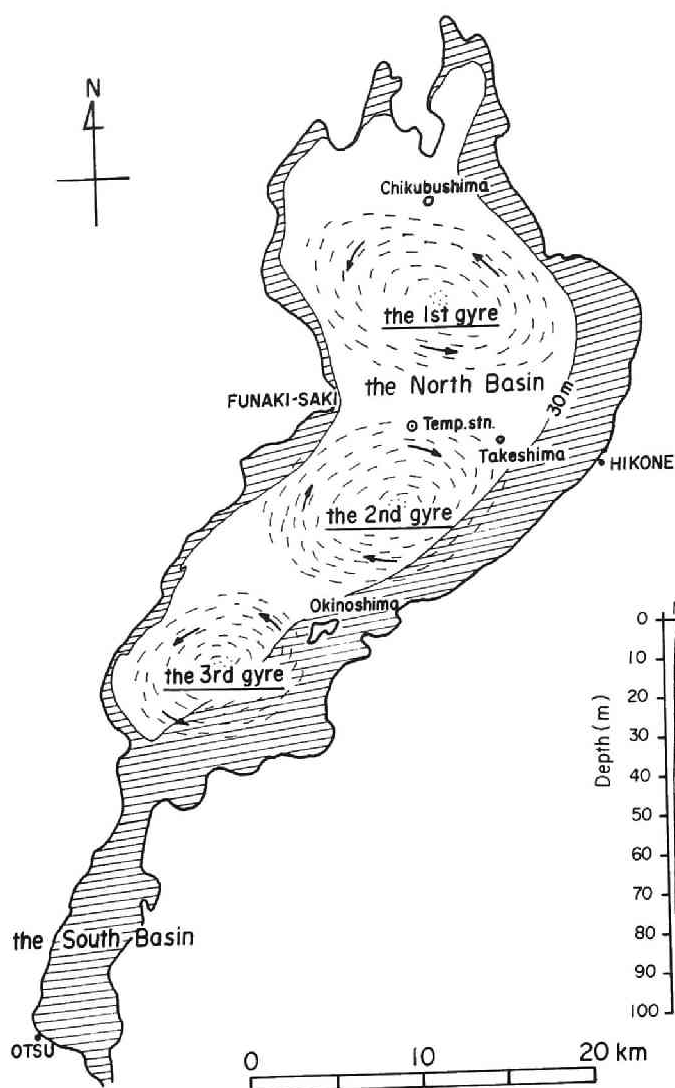


図 4. 1 琵琶湖の環流

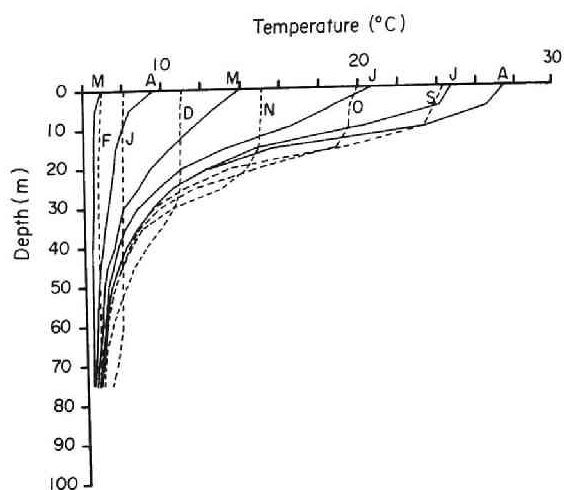


図 4. 2 琵琶湖北湖の水温分布

特徴的であった。こうした相違にもよらず、流速値が実測と一致したのは、モデル水深が夏季の上層厚さに近かったためと考えられる。

風成論でも成層が環流の重要な影響因子であるが、あくまでも外部条件である。一方、熱成論では、その数値的扱いに問題を残すが、風の分布まで規定する風成論と比べ熱束の空間変化まで考慮する必要はなく、しかも湖の成層化と環流を一連の問題として扱える。遠藤<sup>11)</sup>の診断モデルの結果は成層と環流のある時点での信頼できる情報を示すが、時間変化にまでは言及できない。しかし、その後の観測<sup>6)</sup>で環流速度の発達と成層深化の間に密接な関係があると指摘している。以後は、熱成論の立場で水平環流をとらえるので、これを加熱環流と呼ぶことにする。五大湖の熱閃(Thermal bar)は類似した流れの存在を間接的に示す例と考えられ、これについてはHuangの

解析<sup>13)</sup>がある。

現地観測で知られた湖流現象を解明するために、通常とられる方法は単純化した解析的方法か大型計算機による数値的方法である。湖流の水理実験が一般的でないのは海洋や気象学のように自転効果を必ず導入するという強い基準もなく、その導入が数値モデルほど容易でない実験手法を停滞させていると考えられる。我が国の尺度でいえば湖は海とも川ともつかない領域であるが、自転効果の重要度は水域に固有ではなく流系で異なり、第1章でみたように、水温成層に基づく密度流で自転が重要となる最小の水平スケールは数kmである。

本章では、地形性貯熱効果→密度流系→Coriolis効果の関係を年サイクルでとらえ、数値手法に依存することの多い回転系の問題を水理実験で再現することを考える。室内実験と現地観測の比較に重点をおくので現地の流れが十分実測されている琵琶湖北湖を想定するが、対象は水深が数10m以上で夏季に顕著な水温成層が発達する深水湖である。第2節では、環流を熱流動過程とみなし、湖の成層化が環流で維持されるという熱成論の水理実験を行い、実験結果と現地資料を検討して基本的特性を示し、実験相似則を議論する。第3節では、相似則に基づいた模型実験を行い、長期の遷移過程のシミュレーションにおける回転水槽実験の役割について述べる。最後に、第4節で第2、第3章の流れとの関連について考察している。

## 4.2 加熱環流の基礎実験

### 4.2.1 現象の支配パラメータ

#### (1) 湖面浮力束

熱成論が現実的なことを示すために琵琶湖の湖面浮力束を検討する。図4.2の水温分布から求めた北湖の月別湖面浮力束を図4.3に示す。実線と破線は上層浮力 $g'h$ の変化率から求めたものであるが、用いるデータが3点か2点かの違いがある。点線は貯熱法により計算したものである。実線の評価が大きいのは熱膨張係数の温度変化を考慮したためである。なお、浮力束の評価については、4.2.3で述べる。夏季の浮力束は $(0.5 \sim 1.0) \times 10^{-3} \text{ (cm}^2/\text{s}^3)$ である。第1環流の表面積を $100\pi \text{ (km}^2)$ 、対応する湖岸長を $20\pi \text{ (km)}$ とすれば単位幅浮力束の1/3乗の流速スケールは $6.2 \sim 7.9 \text{ cm/s}$ となり、熱成論は現実的といえる。安定に存在する夏季の環流の流動場の特性を明らかにするため、水温成層と環流を一つの過程ととらえる熱成論の立場から、環流の発達と成層化を実験的に模擬する際の相似パラメータについて考察した後、加熱環流の基礎実験<sup>14)</sup>について述べる。

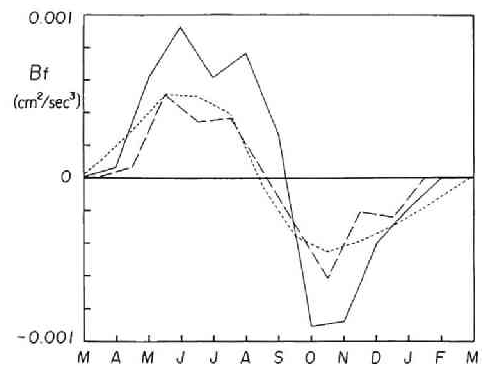


図4.3 琵琶湖の湖面浮力束

## (2) 環流の相似パラメータ

対象とする流系で自転効果を考慮するかどうかは実験的見地からは極めて重要である。第1章の結果から回転系とするか否かは湖の水平規模  $b$ 、流系の流速  $V$  および Coriolis パラメータ  $f$  で形成される Rossby 数  $Ro = V / f b$  に支配される。また、浅水域では鉛直渦動粘性係数  $\nu_v$ 、水深  $H$  と  $f$  から成る鉛直 Ekman 数  $E = \nu_v / f H^2$  が重要であり、これらは、それぞれ水平・鉛直の無次元長さであり実験では特に重要である。模型歪みを許せば両パラメータは独立に設定でき、小規模実験でも合致させうる。その意味で  $Ro$  と  $E$  を回転水理実験の第一無次元数と呼ぶことにする。

これらの無次元数を念頭において環流実験を計画する。熱束（浮力束）の決定では生じる流速を合わせることが最大の条件と考える。従って、 $V$  は予備実験等で予め定めておく。こうして、流速値  $V$  と水平スケール  $b$  が既知の場合、 $Ro$  から回転数を決め、 $E$  から水深  $H$  を決める。

一方、成層状態に係わる無次元数として上層厚  $h$  と水深の比  $h/H$  があり、熱源や水槽形状で決まる。この非定常実験においては浮力束変化の時間を慣性周期ではかれば、所定の  $h/H$  を得るのに要する時間を意味づけできる。定常実験では  $Fi = V / (g' h)^{1/2}$  の Froude 相似を考えるが、浮力  $g' h$  を制御できる場合には、 $Fi$  および  $Ro$  はともに  $V$  に関係するので両者の相似は同じものとなる。しかし、小規模実験では  $Fi$  が、 $Ro$  と  $E$  で決まる Reynolds 数の影響を受けることがしばしば起こるため、 $Fi$  を第二無次元数に含めた。ここでは、 $h/H$  の値が多少ずれても  $Fi$  がこの制約を大きく受けないようにした。このように第二無次元数はある程度の相似性を考慮するものを指すことにする。さらに、 $H/b$  は  $Ro$ 、 $E$  を決めた時点で確定し、回転系では特に調節困難であって、鉛直流を誇張する効果をもつ。

### 4.2.2 加熱環流実験

#### (1) 地形性貯熱効果の単純化

地形性貯熱効果は湖面での一様な熱の流入出に対し、浅水部が早く応答することに起因する。従って、環流は湖盆地形を持つ模型に一様な加熱を与えて発生させるべきであるが、これをそのまま水槽実験に取込むことは環流の地形効果が同時に含まれることになり、困難が予想された。実験の簡略化をはかるため現地の地形を見直してみる。図4.1では琵琶湖における30m以浅の浅水部を斜線で示したが、これから明らかなように南湖および北湖東岸沿いに温水（または冷水）の形成域が分布する。図4.4はこうした浅水部を含む湖岸と直角な鉛直断面内の流れの模式図であり、湖岸部に貯えられた過剰な熱はシア効果により湖心部へと輸送される。

この状況を模擬するため副水槽で加熱した温水を導入水路から主水槽へ水平に流入させ、これを補償する形で、主水槽の中・下層の冷水を導入水路の下層を通じて副水槽へ循環させる方式を用いた。これにより主水槽の湖盆地形は省略可能となる。ここでは湖の水平形状の詳細まで議論しないので浅水域に対応する熱源についてはこのように単純化した。ただし、全体的な熱源強度（模型に与える全浮力束）は流速の実測値で評価し、この値が後述の各相似を満たすよう定めた。予備実験で形成される環流の軸対称性は保たれ、導入水路から温水を流入させることで、主水槽に直接熱源を取付けた場合に生じる強い鉛直流が緩和される。

実験水槽は図4.5の主水槽(A)、導入水路(B)、副水槽(C)、加熱板(D)、サーミスタ(E)から成る。

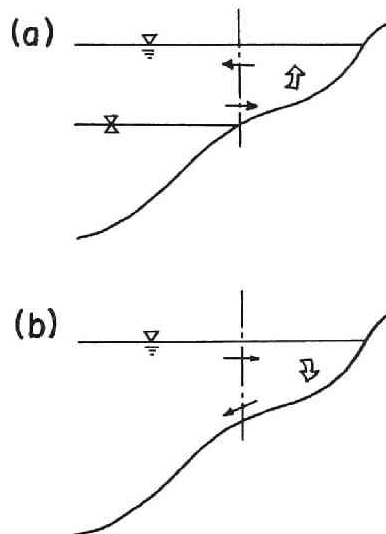


図 4. 4 加熱・冷却期の熱交換模式図

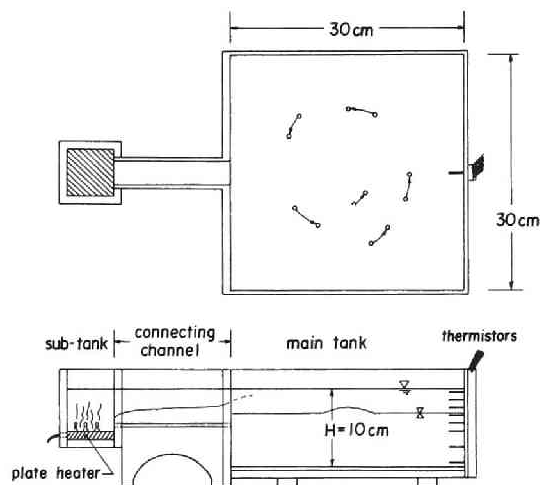


図 4. 5 加熱環流の実験水槽

加熱板はアルミ板に100V 50Wの筒型ヒーターを埋込んで用いた。サーミスタ群は主水槽の導入水路口と向きあう壁の中央鉛直線上に図 4. 6 に示す間隔で8本配置し、多点測温回路と記録系を用いて水温鉛直分布を測定した。自転効果を与えるターンテーブルは1. 3 節で用いたのと同じで写真撮影も同様の方法による。ヒーター電源を投入せずにターンテーブルを回転させ、水槽の水が剛体回転に至るまで放置する。ヒーターの電源投入と同時に写真撮影を開始するが、測温は数分前から行い初期水温分布を測定した。加熱開始後1時間でヒーターを切り、1時間の放熱期も比較のため水温測定を継続した。ただし、これは自然放熱で強制冷却は行っていない。

写真撮影は加熱初期（加熱開始後1分）、副水槽にアニリンブルー粉末を投入し主水槽へ流入する温水フロントの状況、安定した単一の環流ができる頃からは水面のフロートを定時間間隔で撮影した。アニリンブルーの着色は環流形成時にはほぼ消えるが、ある深さには薄膜状に残る。これを温水と初期冷水の境界面とし、側方からその深さを読取る。以上の方法でヒーター加熱量  $Qh$  のみ変え3ケースの実験を行った ( $Q$  シリーズ)。  $Qh=50, 40, 25W$  としたケースが、それぞれ  $Q1, Q2, Q3$  であり、回転は1. 73 r. p. m. で固定、主水槽の水深  $H$  も10cmに保った (表 4. 1)。

予備実験から、この水槽で50W加熱を約100分続けると上層厚が約6cmとなることがわかった。北湖水深を75m、盛夏の躍層深さを25mとすれば、対応する上層厚の実験値は約3. 3cmであるが、上記の界面低下速度で、この深さに至る時間は50分となる。これが実時間の半年に対応すること



表 4. 1 Qシリーズの実験条件

RUN	Qh	H	b	f	h	$\delta$	v	Ro	Ev	Fi
	(Watt)	(cm)	(cm)	(s <sup>-1</sup> )	(cm)	(cm)	(cm/s)			
Q1	50	10	30	0.362	4.74	2.51	0.788	0.0726	0.280	0.348
Q2	40	10	30	0.362	4.12	1.83	0.581	0.0535	0.197	0.298
Q3	25	10	30	0.362	4.89	2.89	0.437	0.0402	0.349	0.266

から現地の緯度 ( $\sin 30^\circ = 0.5$ ) を考慮してテーブルは約90周すればよいことになる。こうして、 $90/50 = 1.8$  r. p. m. 程度の回転数を選んだ。

表 4. 1 は加熱開始後 1 時間後の水温分布と流速から求めた。3 ケースとも全水深で定義する Ekman 数  $\nu / f H^2$  は一定 ( $2.8 \times 10^{-4}$ ) であるが、表 2. 1 の  $E_v$  は水温分布から求めた躍層厚さ  $\delta$  と上層厚さ  $h$  の比を平方して求めた。これは、後述のように、水温躍層付近に Ekman 層的な流動が観察されたことによる。

## (2) 初期流況と環流の形成

加熱初期に現れる温水フロントの挙動と単一環流が発生・発達する遷移状況を水温鉛直分布の時間変化と関連づけて考察する。水温記録には加熱期に周期数分の水温変動があり、以後の整理

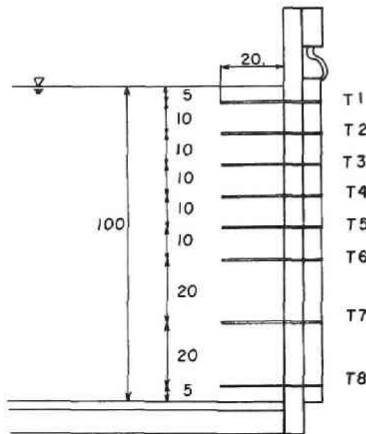


図 4. 6 サーマスタの配置  
(単位はmm)

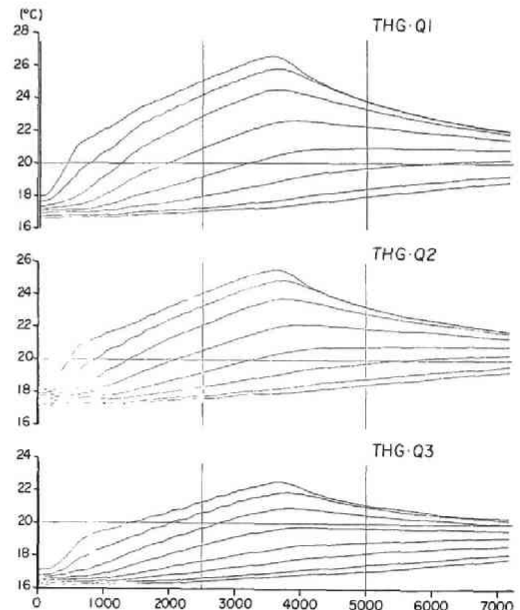


図 4. 7 平滑化した水温記録

のため19点(7.6分)の移動平均を行った。平滑化した各層水温の時間変化を図4.7に示した。  
なお、8本のサーミスタには、水面近くより順に $T_1$ 、 $T_2$ 、…、 $T_8$ と番号をつける。

実験ケースによらず実験開始2、3分後から10分後までの間に上層サーミスタ $T_1$ 、 $T_2$ の温度が上昇する。写真4.1(a)の温水フロントが右側壁に沿ってサーミスタ位置まで到達後、後続の温水塊による水温上昇であり、ヒーターの立上りに対応する。 $T_3 \sim T_8$ の水温は時間的に遅れて上昇し始める。初期温水フロントが水面より約2 cmの厚みで進行し、これらのサーミスタが初期には温水層内に含まれないことを示している。

加熱開始10～60分(加熱終了)までは $T_1$ から $T_3$ がほぼ一定率で上昇する。この期間は単一の円形環流の発生・発達期であり、写真4.1(b)に示す温水フロントは湖心側に反時計廻りの渦を切離しながら、側壁に沿って反時計廻りに一周し、環流の形態を整えていく。写真4.1(c)には実験の状況を示す。偶角部の微弱な時計廻りの渦はやがて消滅する。 $T_1$ から $T_3$ の水温上昇率が

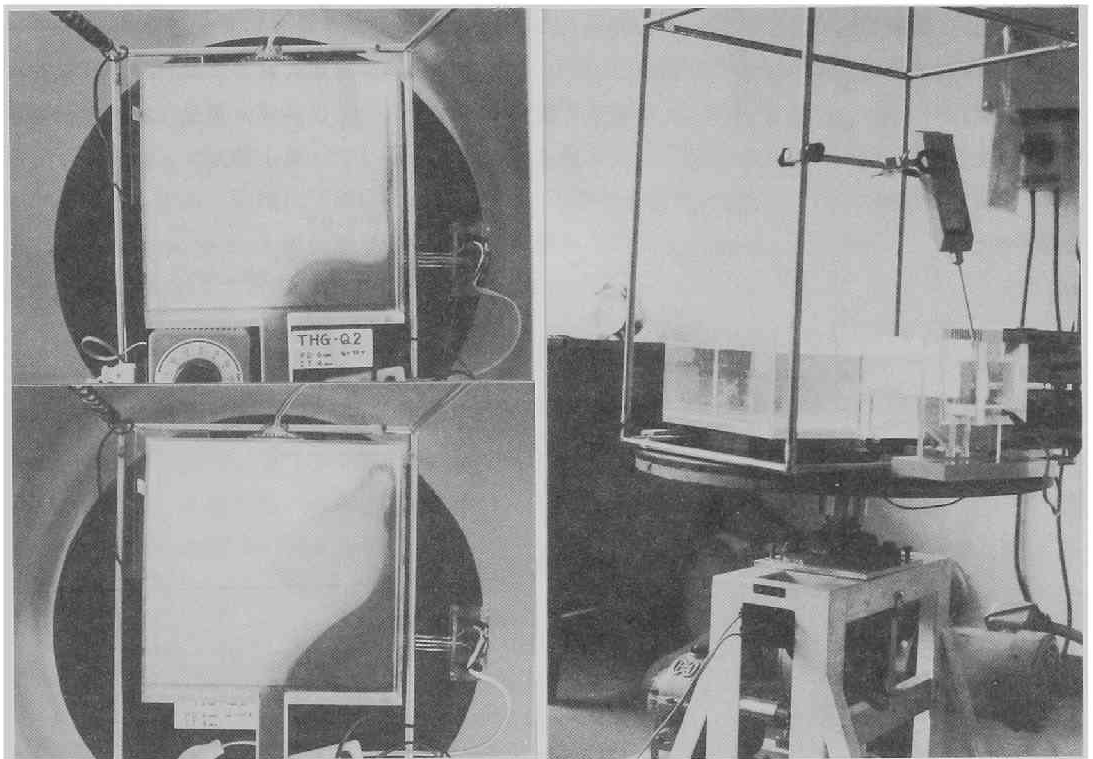


写真4.1 温水フロントと環流の形成、実験の状況

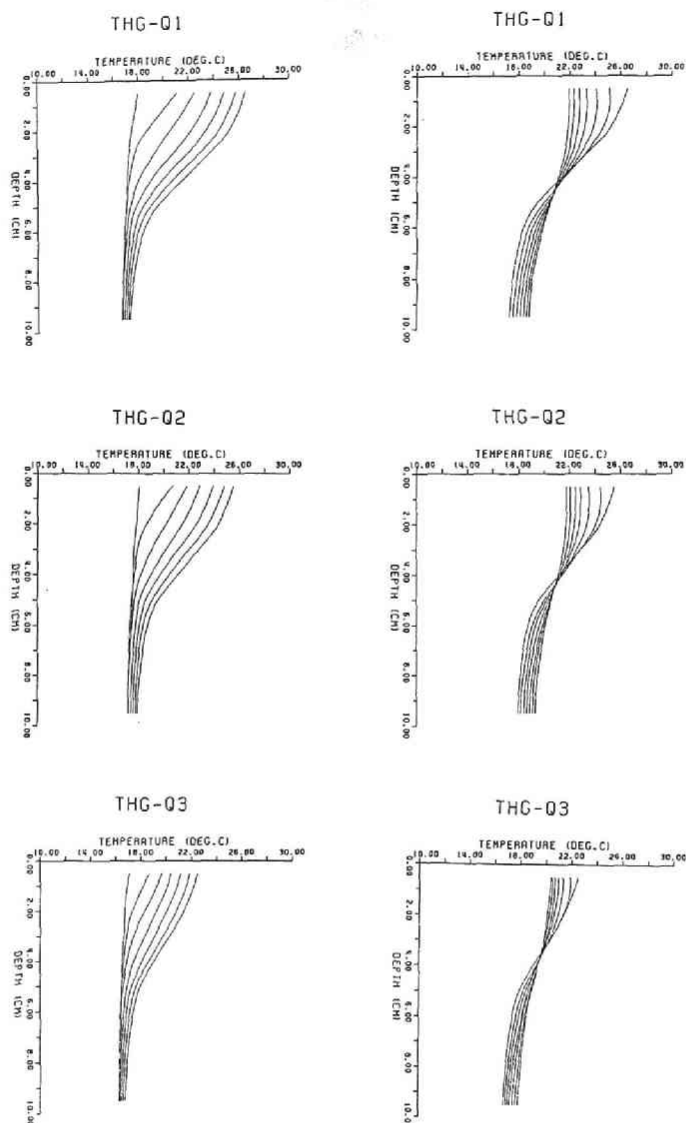


図 4.8 10分毎の水溫鉛直分布

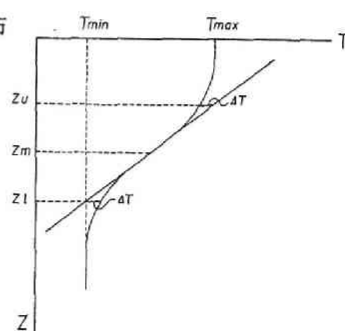


図 4.9 層分割の定義

他と比べ一定である理由は、これらが環流の存在する上層に含まれるためと思われるが、時系列には前述の周期数分の水温変動が残り、この点でも同一の特性を示している。

図4.8は10分毎の水温鉛直分布（左が加熱期、右が冷却期）である。加熱開始時に若干水温差があり、初期水温が室温より低く剛体回転させる間に表面から弱い加熱を受けた結果と思われる。いずれのケースも加熱期後半には、水温勾配でみて三層に分割できるようになる。図4.8では、放熱期に $T_1$ が急激に下降して $T_2$ と同温となり下降を続けるが、逆に、 $T_6$ から $T_8$ は上昇する。上層温度の一様化が明瞭で下層水温の上昇は加熱期と比べて大きい。この自然放熱条件では水深4cm付近に放熱期間中、一定温度で保たれる層が存在する。120分後には上・下層の最大温度差が2～3℃まで一様化されるが、60分の加熱を琵琶湖の半年に対応させたのに対し、60分の自然放熱では残る半年に対応せず、全層で平均すると初期より1～2℃水温が上昇する結果となる。先の図4.2は北湖の月1回17層水温の14年間平均値で示す鉛直分布であるが、特に冷却期には実験（放熱期）と差が認められる。一方、加熱期は現地と実験の鉛直分布の対応はよい。

#### 4.2.3 環流と成層化

##### (1) 層厚と浮力の時間変化

図4.8の水温分布は8個の測定値を与え、深さ0.5～9.5cm区間で1mm毎に補間した。各深さの温度勾配を計算して最大温度勾配の深さ $z_m$ を求め、この点での接線と水温分布の差の絶対値が同時刻の最高・最低水温差の2%の値 $\Delta T$ を超過する深さ $z_u$  ( $z_u \leq z_m$ )、 $z_l$  ( $z_l \geq z_m$ )を求める。熱流入で水温上昇している $z_l$ までを上層とし、上層平均水温 $T_u$ は水面から $z_l$ までの水温平均値とする。同様に下層は $z_l$ 以深とし、下層平均水温 $T_l$ を $z_l$ 以深の水温平均値とする。さらに、 $\delta = z_l - z_u$ を温度漸変層の厚さ（躍層あるいは中間層厚）と定義する。以上の手順を図4.9に模式化して示す。ここで上層浮力 $B$ を次式のように定義する。

$$B = (\rho_l - \rho_u) z_l g / \rho_0 = g' h, \quad g' = (\rho_l - \rho_u) g / \rho_0 \quad (4.1)$$

ただし、 $g$ は重力加速度、 $\rho_0$ は基準密度、 $\rho_u, \rho_l$ は上・下層の平均水温 $T_u, T_l$ をEckart式で変換した密度であり、 $z_l (=h)$ は上層厚である。上昇浮力 $B$ の変化率である浮力束 $B_f$ はつぎのように求めた。すなわち、水温測定時刻 $(n+1)$ での浮力束 $B_f(n+1)$ は、時刻 $n$ と $(n+2)$ の $2\Delta t$ 間の上・下層平均水温および上層厚をそれぞれ $T_u^n, T_l^n, T_u^{n+2}, T_l^{n+2}, z_l^n, z_l^{n+2}$ として、

$$B_f(n+1) = \{(T_u^{n+2} - T_l^{n+2}) z_l^{n+2} - (T_u^n - T_l^n) z_l^n\} \alpha g / 2 \Delta t \quad (4.2)$$

である。ここに、 $\alpha$ は熱膨張係数であり、 $T_u$ における値を用いる。

このように求めた層厚の時間変化を図4.10に示す。Q1、Q2の上層発達過程は類似し、ともに10～30分の環流の形成期に急激に増大し、30分以後は $z_l$ が4cm程度で一旦定常に達しているようである。これに対しQ3の層厚の時間変化は加熱期に滑らかであり、50分を過ぎてから層厚が一定になっている。層厚変化率が急変する時刻は前に指摘した水温鉛直勾配で3層区分可能な分布形へ遷移する時刻とよく対応し、アニリンブルーの着色面の深さは $z_l$ と一致することもわかった。層厚が安定する深さは導入水路の水深（4.5cm）すなわち水槽の形状にも依存する。Q2の初期に

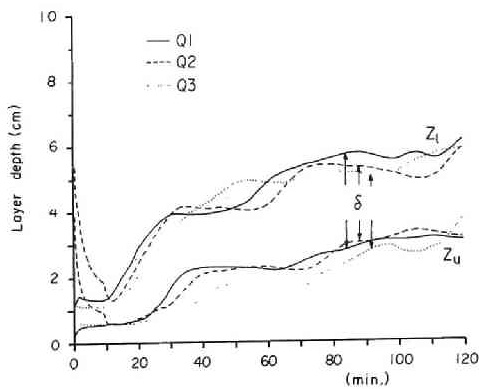


図4.10 層厚の時間変化

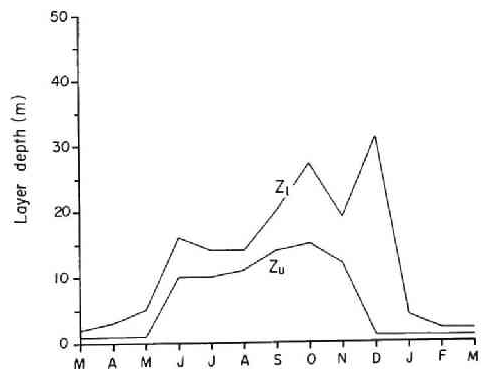


図4.11 層厚の年間変化（琵琶湖）

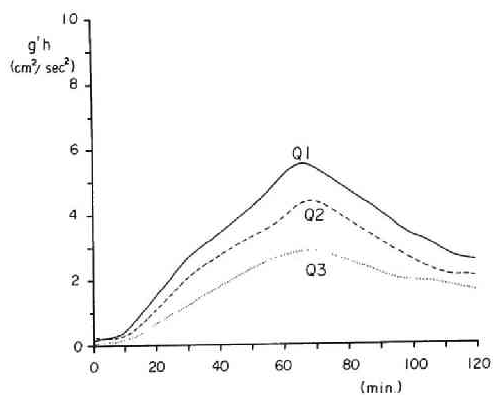


図4.12 上層浮力の時間変化

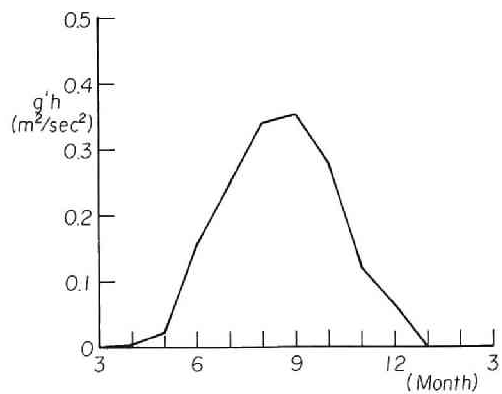


図4.13 上層浮力の年間変化（琵琶湖）

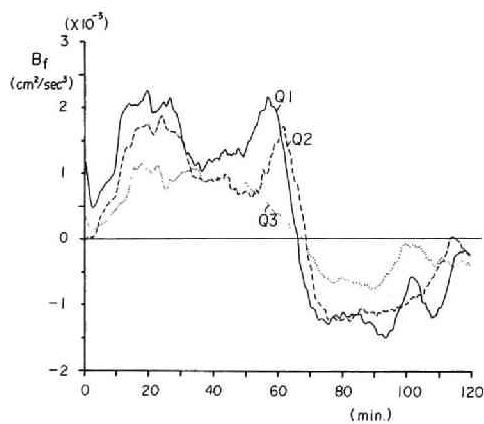


図4.14 浮力束の時間変化

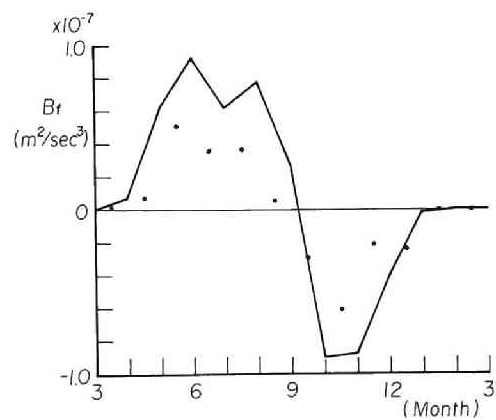


図4.15 浮力束の年間変化（琵琶湖）

大きな層厚が得られたのは、初期水温分布が比較的一様であったことによる。Gill・Turner<sup>15)</sup>による海洋の上部混合層（温水層）モデルでは冷却期に上層が十分深まるので、加熱に転じると表面近くの微小な昇温に対して上層厚さが急減する結果となる。Q2も不完全ながらこの状況が現れたものといえるが、実験と同じ方法で算定した琵琶湖の層厚変化（図4.11）を見る限りでは、Q1やQ3の上層厚変化の方がむしろ自然と考えられる。一方、放熱期の上層厚変化はケース毎の差が小さく、現地とは異なる。

図4.12は(4.1)で求めた上層浮力の時間変化を示す。加熱期は上・下層密度差、上層厚がともに増大して上層浮力は増加し、放熱期は密度差の減少のために減少するが、ヒーターを切つて数分遅れでピークをとる。各ケースとも加熱後10分頃からBは増加し、勾配が加熱強度に相当する。Q1、Q2では加熱後30分程度で勾配に変化があり、層厚の一定化と対応すると思われる。これは、図4.14の浮力束 $B_f$ 表示でより明瞭である。Q1、Q2では実験開始後40分付近で上層厚が一定して浮力束は一旦減少する結果となる。しかし、 $t=60$ 分付近で $B_f$ がもとのレベルまでもどることやQ3では $B_f$ が比較的安定なことからQ1、Q2における層厚の一定化が本質的かどうかは明らかでなく、加熱期に現れた周期数分の水温擾乱の影響も考えられる。

このように実験値には除去し難い変動もあるが、同じ方法で求めた琵琶湖の上層浮力と浮力束の変化を示す図4.13、図4.15と比較すると加熱期における対応はつくようである。現地の浮力束変化はほぼ正弦関数であり、上層浮力は冷却期完了時にゼロにもどる。図4.15では、 $g'h$ の時間変化から求めた浮力束も丸印で示した。実験は加熱強度を時間的に変化させなかったが、現地の加熱成層過程は模擬しえたと考えられる。なお、詳しい相似の検討は流速の考察の後に行う。

## (2) 環流流速と相似則

撮影した写真から環流流速を各写真、フロート毎に読取り、半径方向の水平流速分布を求めた。一枚の写真でストリークの状況から環流中心を決め、この点から各ストリークの弧の中点までの距離を求めて半径位置とした。半径方向の長さを2 cm毎に7区間に分け、各区分毎に平均化した。求めた流速分布の一例が図4.16である（(a)加熱期、(b)放熱期）。ただしQ1、Q2については同一条件の実験Q1'、Q2'のデータも加えた。図4.16より加熱期は半径の半分付近に最大流速が現れ、分布形は対称形に近い。これは大西<sup>10)</sup>の計算結果と似ているが、最大流速点の半径方向の移動は計算のように明らかなでない。

図4.17は本実験での半径方向に平均した流速 $V$ の時間変化を示し、加熱後60分でも $V$ は増加を続けているようである。一方、図4.17より放熱期には加熱期最大流速が早く減少し、半径方向に一様化しながら減少するのがわかる。

Griffiths・Linden<sup>16)</sup>の定積渦の実験では、中心に付加した軽い流体が時計廻りの軸対称渦を形成する場合の流速分布が渦の中心から外向きに発達することが示された。温水フロントの動きから考えて本実験では計算<sup>10)</sup>と同様外側から流速が発達する。一方、Kranenburg<sup>17)</sup>は均質粘性回転流体の底面中心部の吸込みによって環流を形成させる実験を行った。接線方向流速の非粘性解は時間とともに線形に増大するが、実験では粘性解と合致する一定値に収束する。

図4.18は上層浮力( $g'h$ )と表面流速 $V$ （フロート）から求めた密度Froude数 $Fr$ の時間変化で

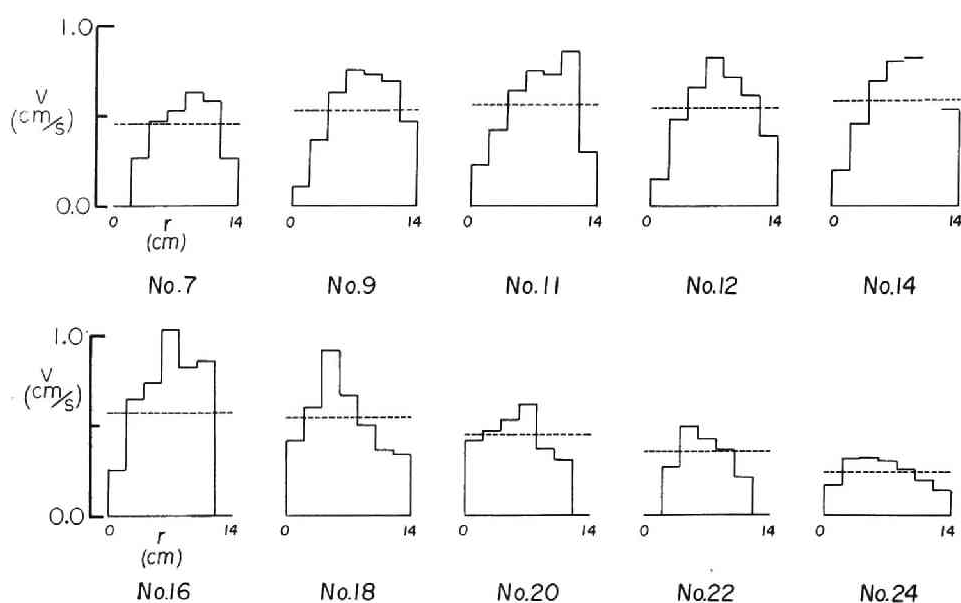


図4.16 加熱環流の軸流速の半径方向分布

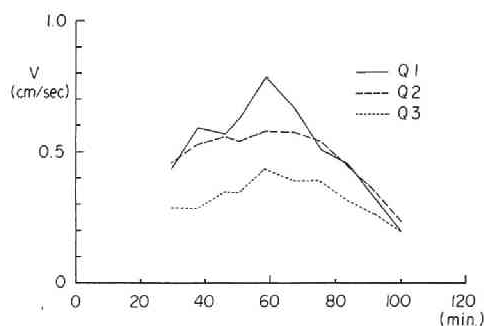


図4.17 加熱環流の軸流速平均流速

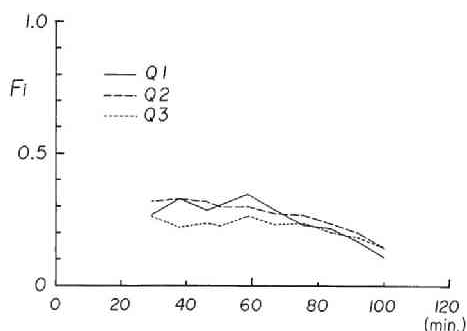


図4.18 密度Froude数の時間変化

ある。環流が安定する加熱期後半は $Fi$ が0.25～0.35に保たれ、ケースの差も顕著でない。一方、放熱期になると、この値は減少するのがわかる。現地水温分布（図4.2）から求めた上層浮力の値は図4.14より7～9月にかけて $0.25 \sim 0.35 (\text{m}^2/\text{s}^2)$ の範囲にあり、 $Fi=0.3$ の関係から環流の流速 $V$ を逆算すれば $15 \sim 18 \text{ cm/s}$ を得る。これは、実測値として得られている範囲に無理なく含めうるものである。重要なのは環流流速と上層浮力がともに増加するのに $Fi=0.3$ で保たれる点であり、成層化と環流の最も単純な関係を示している。

水平環流の相似パラメータについて実験と現地の値を検討する。表4.1には、実験開始後60分での上層厚 $h$ 、躍層厚 $\delta$ と環流流速 $V$ とこれらによる $Ro$ 、 $Ev$ 、 $Fi$ を示す。琵琶湖の環流については $V=15 \text{ cm/s}$ 、 $f=8.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 、環流幅 $20 \text{ km}$ を用いて $Ro=0.09$ を得る。 $Ro$ の実験値は半分程度で

ある。一方、 $Ev$ は上層厚との比  $\delta/h$  の平方から求めた。すなわち、 $H$ の代わりに  $h$  を用いたものに相当する。実験、現地の Ekman層厚を  $\pi(2\nu_v/f)^{1/2}$  として評価すれば、 $\nu_v=0.01, 1\text{ cm}^2/\text{s}$  として、それぞれ  $0.74\text{ cm}$  と  $480\text{ cm}$  となり、実験の  $\delta$  の値（表 4.1）の  $1/2\sim 1/4$  程度である。北湖の上層厚を  $20\text{ m}$ 、 $\delta$  を  $10\text{ m}$  とすれば上記の定義に値は  $0.25$  となり実験のオーダーにはいる。

水温変化範囲が現地と異なるが、 $Fi$  相似を満たせばよいと考える。ただし、実験の水温変化が小さいと、 $Fi$  が相似のとき実験流速が小さいか上層厚が大きいことを意味する。確かに実験流速は小さく、上層厚は全水深との相対値では若干大きい。これらは  $Ro$  と  $Ev$  をともに小さくする効果をもつ。環流という“上層密度流”に着目しており、全水深  $H$  や下層厚さ  $(H-h)$  は、上層厚さ  $h$  に比べて極度に小さくない限り影響しない。最後に、比較した現地水温資料が北湖の第1環流の中心部に位置し半径方向には平均化されたものでない点を指摘しておく。

成層深化（躍層の低下）機構について、Gill・Turner<sup>15)</sup> は表面水温  $T_s$ 、上部混合層に貯えられた熱量  $H$  とポテンシャルエネルギー  $P$  の季節変動ループを再現するには修正 Kraus・Turner<sup>18)</sup> モデルが最も満足のいくものと述べている。このモデルは湖面熱流入を振幅  $R$  の正弦変化で与え、風を想定した湖水混合による  $P$  の増加率を示す一定値  $M$  を与える。北湖水温資料に対しモデルを適用した結果が図 4.19 である。点線は観測値、実線が  $R, M$  を変え最適化した理論ループである。 $H-P$  ループでは、特に夏場のずれが大きい、その他の部分はかなり適合している。

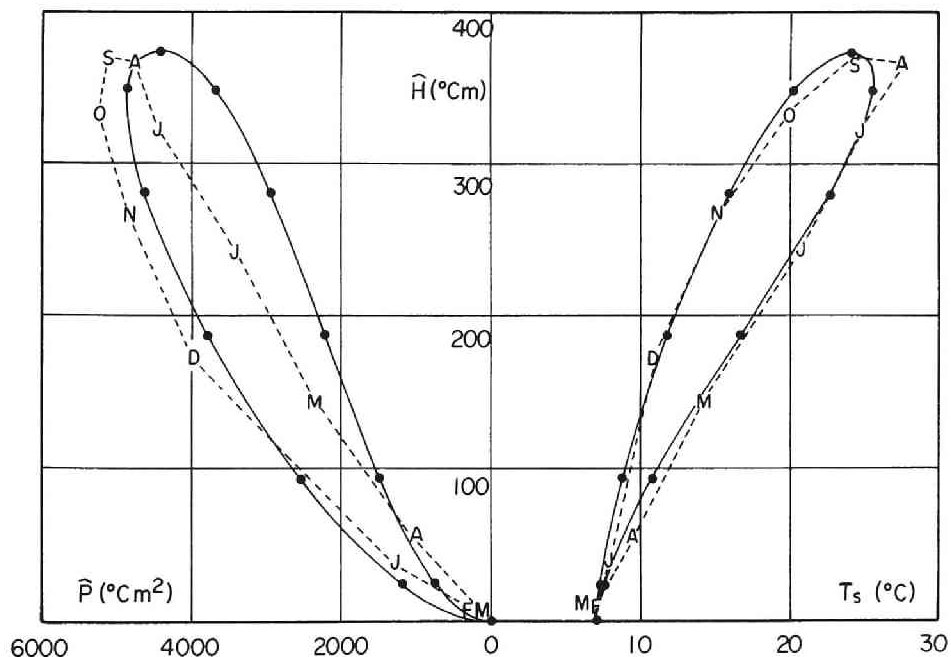


図 4.19 表面水温  $T_s$ 、貯熱量  $H$  およびポテンシャルエネルギー  $P$  の関係



成層の深化を風の混合作用とする考え方に対し、定常な流れが存在する場合は、密度流の連行作用が考えられる。実験の環流速度を $0.5\text{cm/s}$ 、 $Fi$ を $0.3$ と考えると、例えば芦田・江頭式<sup>19)</sup>

$$E = 0.0015 Fi^2 \quad (4.3)$$

で連行速度 $w_e$ を評価すれば、 $6.8 \times 10^{-5}\text{cm/s}$ となる。これは1時間で $0.24\text{cm}$ という界面低下にしか相当しない。一方、現地の環流速度を $15\text{cm/s}$ 、 $Fi$ を同じく $0.3$ とすれば連行速度は $2.0 \times 10^{-3}\text{cm/s}$ となり、1日で $170\text{cm}$ 程度の界面低下になる。実験では $H/b$ の効果もあるが、上層流速あるいは躍層付近の流速に基づく $Fi$ によれば誤評価は小さくなると考え、実際の界面低下速度から $Fi$ の値を試算すると、実験では $Fi' = 0.55 \sim 0.61$ 、琵琶湖では $Fi' = 0.15$ 程度であり、それぞれ $2\text{cm/hr}$ 、 $10\text{m/3 month}$ の界面低下となり、実験で $Fi'/Fi = 2$ 、琵琶湖では $Fi'/Fi = 0.5$ 程度である。

### (3) 界面 Ekman 層

流速分布が回転系に特有で界面低下機構が異なる可能性も考慮する必要がある。写真4.2は実験環流の一例であるが、色素の動きから表層での収束流の存在がわかる。実験中はフロートが数回転中に数 $\text{cm}$ の速度で中心部に集まり、ピンセットで回収して注意深く周辺部へ戻さなければならなかった。アニリンブルーの着色面は周辺部では平坦であるが、中央部は直径 $5 \sim 10\text{cm}$ 程度の上凸な形状を示した。このように実験環流には表層での収束や低温部の盛上りという現地環流の特徴が再現されていた。

図4.20は躍層付近での流動のスケッチであるが、反時計廻りの環流下方の躍層付近に逆回転の弱い流動があり、診断モデル<sup>11)</sup>の結果と定性的に一致する。界面付近に大きな速度勾配があり、界面Ekman層<sup>20)</sup>の発達が予想される。Q1～Q3のケースに加えて回転数の異なる実験をいくつか行った。図4.21には、加熱開始後約1時間の無次元水温分布を示している。Q4～Q9ではすべて加熱は $50\text{W}$ で、変化させたのは $f$ のみであるが、平均水温の違いによる動粘性係数の変化範囲は

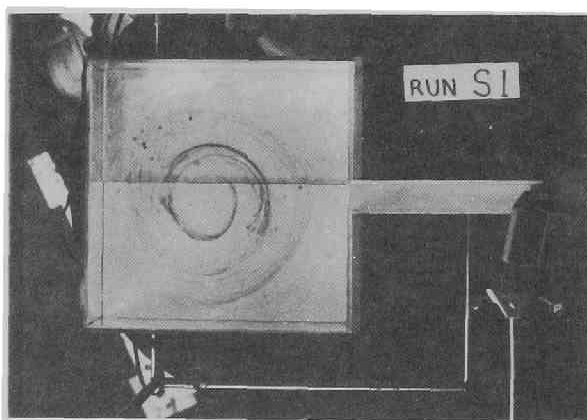


写真4.2 実験環流

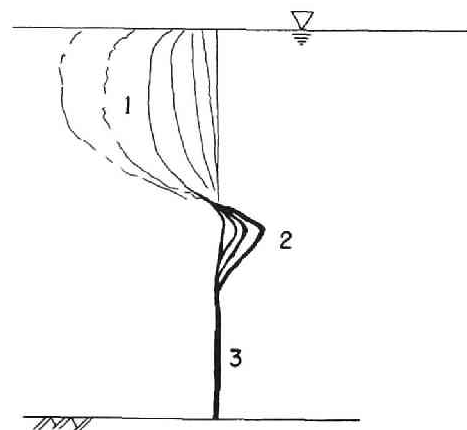


図4.20 躍層付近の流動

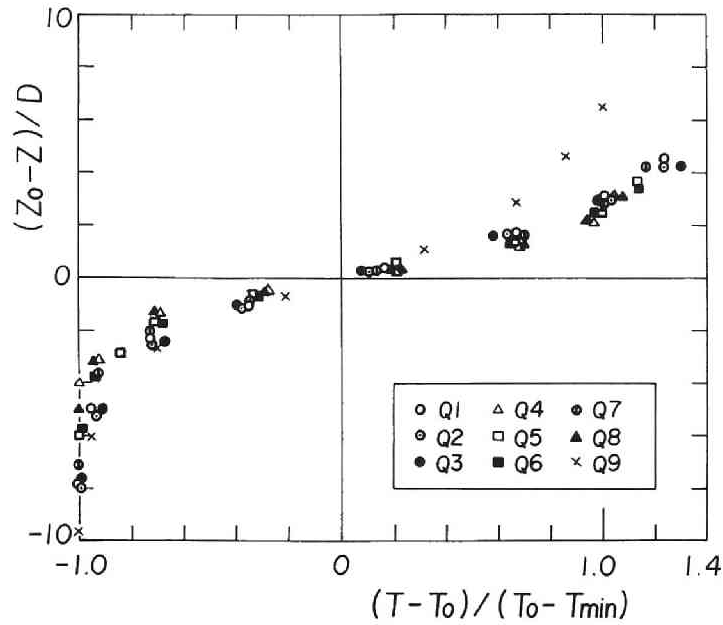


図4.21 無次元水温分布

回転数のそれと比べて無視できなかった（表4.2）。図4.21で、鉛直座標は Ekman層厚

$$D = \pi (2 \nu_0 / f)^{1/2} \quad (4.4)$$

で無次元化し、水温は初期（最低）水温と平均水温の差を1とした。なお、 $\nu_0$ は平均水温での値を用い、鉛直座標原点は平均水温が現れる深度にとる。回転が最も早いケース（Q9）を除くと、

表4.2 実験条件

RUN	Qh (Watt)	H (cm)	b (cm)	f (s <sup>-1</sup> )	h (cm)	$\delta$ (cm)	D (cm)	v (cm/s)	Ro	Ev	Fi
Q1	50	10	30	0.362	4.74	2.51	0.734	0.788	0.0726	0.00123	0.348
Q2	40	10	30	0.362	4.12	1.83	0.736	0.581	0.0535	0.00163	0.298
Q3	25	10	30	0.362	4.89	2.89	0.745	0.437	0.0402	0.00116	0.266
Q4	50	10	30	0.133			1.12				
Q5	50	10	30	0.190			0.936				
Q6	50	10	30	0.182			0.951				
Q7	50	10	30	0.272			0.786				
Q8	50	10	30	0.137			1.11				
Q9	50	10	30	0.535			0.559				

各水温分布は界面付近でまとまり、無次元化した躍層厚さは $D$ の数倍程度である。しかしながら、条件範囲が小さく、この図のみで明確な結論は出せない。なお、 $Q1 \sim Q3$ を行う以前に気づかれたことであるが初期水温が低い( $15^{\circ}\text{C}$ 程度)と、同じ回転速度と加熱を同じ時間だけ加えても、安定した環流が発生せず、予熱で初期水温をあげると環流が安定したことである。

#### 4.2.4 環流に及ぼす地形効果

$Q$ シリーズの実験で、単一の加熱環流の定量的比較が行われ、密度流の特徴が明らかとなった。本項では環流パターンの面で現地環流がどの程度再現できるかをみる。小規模実験という制約はあるが、 $Ro$ や $Ev$ の基本的な相似は満足されている。ここでは3種の地形効果について検討する。それらは(a)半島による効果、(b)ridgeによる効果、(c)浅水域の効果であり、対応する実験をそれぞれP、R、Sシリーズと呼ぶ。

図4.1では第1環流が西岸の舟木崎で北湖を南北に二分した場合の北側に存在し、第2、第3環流の間の明神崎と伊崎を結ぶ一帯に水深の浅いridge状の地形がある。また、第1環流の中心は北湖北部の最大水深付近にあり、深水側(西岸)に寄っている。以上の3点を琵琶湖における地形要因として着目し、単純な水槽実験の定性的な流況の結果から、これらの効果を推定する。

実験は $Q$ シリーズと同じ水槽を用いたが、定性的流況をみる目的であるからサーミスタは設置していない。 $Q$ シリーズと同様に剛体回転になった後、加熱を開始し、染料を投入する。実験は地形効果を見るためのものであり、できる限り安定した状況を見るため加熱時間は100分と長くした。環流が現れた実験についてはフロートを浮かべコマ撮影でその動きを追った。

実験条件は $Q1$ と同じでヒーターが50W、回転数1.73 r.p.m.、主水槽の全水深は10cmで一定である。ただし、地形の導入のため実験流体の体積は多少異なる。まず、Pシリーズでは半島効果を得るために、主水槽の導入水路からみて左手の壁中央部にアクリル板を設置する。アクリル板

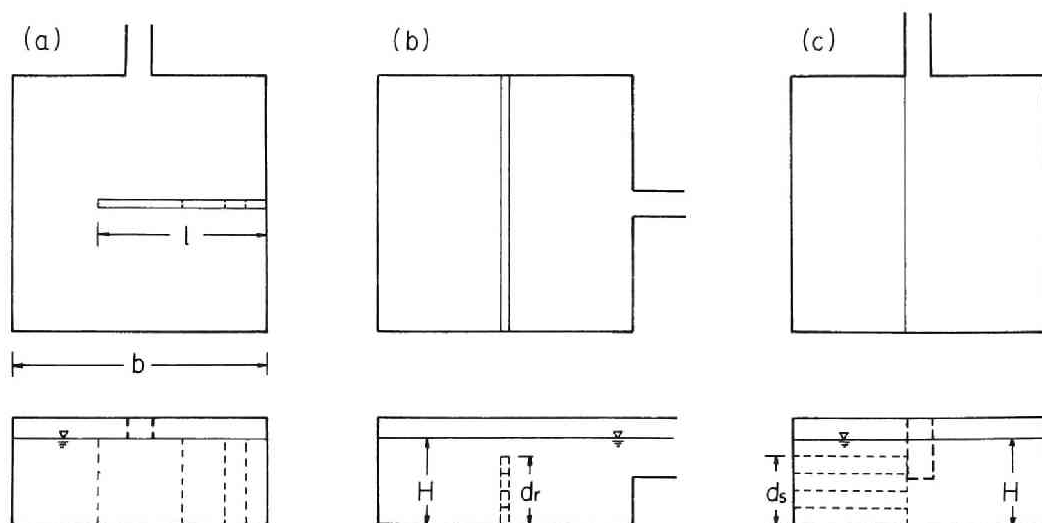


図4.22 P, R, Sシリーズの実験地形

表 4. 3 P, R, S シリーズの実験条件

RUN	$l/b$	RUN	$d_r/H$	RUN	$d_s/H$
P 1	0.667	R 1	0.2	S 1	0.2
P 2	0.333	R 2	0.4	S 2	0.4
P 3	0.167	R 3	0.6	S 3	0.6
P 4	0.0833	R 4	0.8	S 4	0.8

$$H=10(\text{cm}), \quad f=0.362(\text{s}^{-1}), \quad Qh=50(\text{Watt})$$

の張出し長  $l$  を 20, 10, 5 および 2.5 cm の 4 種類とした。地形設定を図 4. 22 に示す。R シリーズでは幅 1 cm、長さ 30 cm のアクリル角棒を水槽中央部底面に取付けた。明神崎・伊崎間の浅水部を想定し、角棒高さ  $d_r$  を 2, 4, 6, 8 cm として 4 ケースの実験を行った (図 4. 22(b))。S シリーズは導入水路側より見て主水槽の右半分の領域に 30 cm × 13.5 cm のアクリル板を設置した。これは北湖東岸の浅水域を想定しており、その高さ  $d_s$  を 2, 4, 6, 8 cm として 4 ケースの実験を行った (図 4. 22(c) 参照)。以上、P、R、S シリーズ合計 12 ケースの実験条件を表 4. 3 に示す。

これらの実験で得た流況を図 4. 23 に示す。流れが判読しにくい場合は初期温水フロントの動きも参考にした。P 1 では直径 10 cm 程度の小さな円形渦が 4 ~ 5 個見られる。回転方向は反時計、時計廻りのものが交互に並び、反時計廻りのものが安定し流れも強いことがわかった。P 2 では突出のない側に大きな渦、反対側に小さな反時計廻りの渦がある。また、P 3 では大きな楕円形渦となり状態はやや不安定である。P 1, P 2 でみられた安定な反時計渦はこの場合は存在しない。P 4 では水槽中心より突出のない側に片寄った安定な反時計渦が存在している。

R シリーズの結果は以下のように説明される。R 1, R 2 では安定な反時計渦がほぼ中心にある。R 3 ではあまり明瞭ではないが楕円渦が現れている。R 4 では ridge で区切られる水槽半幅で規定される 4 個の渦パターンが生じたが流速はほとんどなく、回転方向も明確でなかった。

最後に、S シリーズはつぎのようになった。S 1 は地形がない場合とほとんど変わりなく単一の反時計廻りの環流が生じたが、S 2, S 3, S 4 の順に反時計渦が深水区へ偏り、浅い側にはこれと対をなす時計廻りの渦が見られた。

実際の琵琶湖地形に対応する特性長をもつ実験はつぎのようであろう。P シリーズについては舟木崎の突出部が北湖北部での東西長に対し約 1/6 であり、P 3 の結果でいうと反時計廻りの環流が卓越することになる。R シリーズでは、ridge 高さを 30 m、全水深を最大水深の 100 m とすれば、R 1 と R 2 の中間程度に相当し、いずれも単一の環流が生じる結果となるが、全水深を北湖南部での最大水深である 70 m 程度にとれば、単一の渦が分断される限界と考えられる R 3 の条件に近い。S シリーズでは北湖東岸側の水深を 40 m とすれば、S 3 に相当し深い側に反時計廻り、浅い側に時計廻りの渦対が現れる。実際にはこれらの要因が複合するので、琵琶湖の環流パターンにそのまま対応づけることは難しいが、環流の配置が地形効果で説明される可能性は大きいといえる。以上の結果から、各々の地形効果を次のようにまとめておく。

半島の効果は、それに分断される水域の最小幅と残された最大幅の間で環流の水平スケールが規定されるが、安定なパターンは反時計、時計廻りの環流が交互に並ぶものである。ridge では環流の発生する上層部にまで及ぶような、高いものでなければ、その効果は現れない。浅水域の効果は、それが無い場合の安定な反時計廻りの環流を深水部に移動させ、このとき浅水域には、逆廻りの環流が対になって現れる。

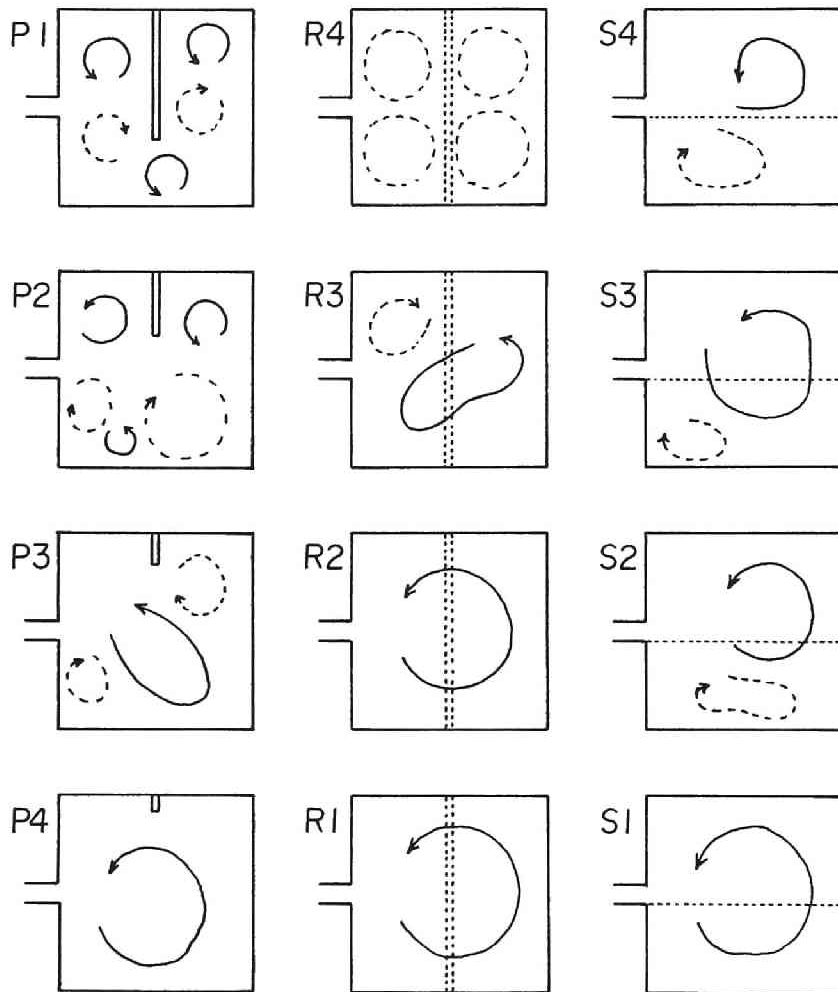


図4.23 加熱環流の地形効果

### 4.3 環流の模型実験と相似則

熱成論では、湖面の一様加熱と地形の相互作用（地形性貯熱効果）により環流が形成される。一方、実験では加熱する部分を初めから浅水部に限定した。この相違が本質的か否かについては熱的相似の問題として水温構造を調べた後に考察する。そうした測定を行うために、まず力学的に相似な実験環流を形成することが必要で、4.2.1で述べた無次元数群の相似を満たすような実験条件を見出さねばならない。熱束の評価では、まず加熱の結果として生じる流速を合わせ、熱的相似は実験後に検討する。

#### 4.3.1 力学的相似

観測から知られている北湖の第1環流の次元量はつぎのようである。

環流流速	$V = 15 \text{ cm/s、}$	}	(4.5)
水平代表長	$b = 20 \text{ km、}$		
代表水深	$H = 75 \text{ m、}$		
鉛直渦動粘性係数	$\nu_v = 1 \text{ cm}^2/\text{s、}$		
Coriolisパラメータ	$f = 8.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}、$		
有効重力加速度	$g' = 1.4 \text{ cm/s}^2、$		
上層厚さ	$h = 25 \text{ m}$		

これらのうち、 $\nu_v$ 、 $g'$ 、 $h$ は以下のようにして求めた。図4.2の水温分布から、各月の鉛直渦動拡散係数と湖面浮力束を評価し、 $\nu_v$ はこれを参考にした。図4.13、図4.15では上層（積分）浮力  $g'h$  と湖面浮力束  $B_f$  の変化が得られているが、 $g'$ 、 $h$ の値はともに盛夏のものであり、 $g'$ は  $h = 25 \text{ m}$  として、 $g'h = 0.36 (\text{m}^2/\text{s}^2)$  から求めた。この値は上・下層の各平均水温の差にして約  $14^\circ\text{C}$  に相当する。以上の値から第1環流の第1無次元数が次のように評価される。

$$Ro = V / f b = 0.089, \quad (4.6)$$

$$E = \nu_v / f H^2 = 2.1 \times 10^{-4} \quad (4.7)$$

これらは模型の水平および鉛直尺度を決定する最も重要な無次元数である。

第2無次元数は成層状態に係わるものであり、

$$h/H = 0.33 \quad (4.8)$$

$$Fi = V / (g'h)^{1/2} = 0.25 \quad (4.9)$$

をとる。時間尺度には、 $h/H$ が所定の値に達するのに要する時間を用い、その増加速度は  $Fi$  で規定され则认为る。最後の無次元数は、

$$H/b = 3.8 \times 10^{-3} \quad (4.10)$$

あるいは(4.6)-(4.8)および(4.10)式から得られる

$$Re = V h / \nu = 37,500 \quad (4.11)$$

である。(4.6)-(4.9)の相似を無視しない限り、(4.10),(4.11)の相似はいずれも満足されない。ただし、 $Re$ については、この無次元数がある値（たとえば1,500）以上にとることで実際的影響を軽減できると考えられる。(4.7)では全水深の Ekman数  $E$  を取上げた。しかし、円形流れ（環流）が上層内に限られ、密度界面を近似的に底面（剛な境界）と見なせば、環流にとって重要な鉛直長さを(4.11)と同様、上層厚  $h$  にとる方が合理的である。上層厚さに基づく Ekman数  $E_v$  はつぎのように評価される。

$$E_v = 1.9 \times 10^{-3} \quad (4.12)$$

上層厚比  $h/H$  は(4.7),(4.12)の二つのEkman数の比であるが、環流では下層の流動が無視しうる程度に微弱なことを考えると  $h/H$  の役割は二次的である。1.3節より環流の  $E_v$  は深海と浅水湖の中間的なものであり、また、これから得られる spin-up 時間は約3日であり、環流一周時間と同程度である。従って、環流は動きのない下層によって常に回転調節を受けていると考えられる。前節の小規模実験の結果から、確立した環流では最大水温差の約95%が現れる水温漸変層厚  $\delta$  は、加熱強度によらず摩擦深度  $D = \pi(2\nu/f)^{1/2}$  の4倍程度であることがわかった。こうした水温分布の特性は環流がよく spin-up された流れであることを示している。

実験の場合、水平および鉛直スケールは(4.6),(4.7)式を合わせることで決定できる。ただし、使用する熱源で得られる  $V$  の範囲は既知とする。実際には、(4.9)の  $Fi$  が確定した時点で、 $V$  が単位浮力束の1/3乗に比例すると決定される。しかし、この変換関係は熱源形状や設置方法、熱効率などが影響し複雑である。従って、結果としての流速のみを考慮する。回転数、すなわち  $f$  が可変であれば長さスケールは比較的独立に設定できる。一方、時間スケールは均質すなわち湖水密度が一樣の状態から盛夏の成層状態に至る半年間（180日と見なす）の上層の深化速度から決定する。琵琶湖の北緯を  $30^\circ$  とすれば、これはターンテーブルが90周する時間であり、この間に(4.8)の値が達成されればよい。上層の深化が密度流の連行作用によるとすれば、界面の混合状態のパラメータである(4.9)の相似は考慮できる。従って、ここには成層状態に関する相似も含まれるが、陽に考慮したのは(4.6)～(4.8)あるいは(4.6),(4.8),(4.12)であり、熱（浮力）に関する(4.9)の相似は実験後に十分条件として確認する。

#### 4.3.2 実験の概要

前項で述べた相似則に従い、琵琶湖の歪模型を製作した。この模型は水平縮尺1/30,000、鉛直縮尺が1/300であり、これらは(4.6),(4.7)式の相似から決定した。湖の地形は鋼板製外枠の中に発泡スチロールで概形を作りモルタルで表面仕上げされている。上板は木製で湖岸地形を表現し、上面は水面よりも3cm高い。模型の全体は回転速度が可変のターンテーブルに緊結（写真4.1）され、北半球に相当する反時計回りの回転が与えられるようになっている。

底面地形は若干の修正を施した。まず、北湖について90m以深の部分を30cm、9m以浅の部分を3cmという一様水深とした。後者の理由は湖岸の線型にした熱源（直径6mmのパイプヒーター）



写真 4. 3 琵琶湖の回転模型

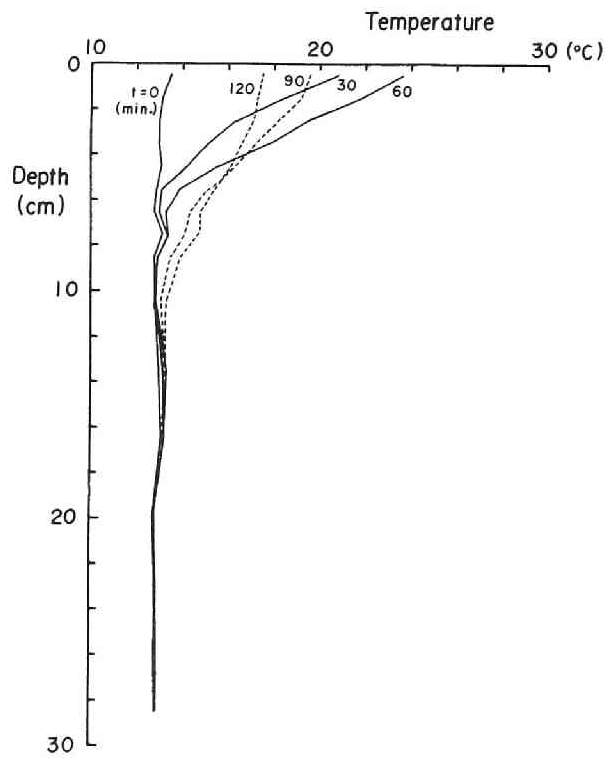


図4.24 模型実験で測定された水温鉛直分布



を水面下約3cmの深さに沈めて設置する空間を確保するためである。一方、南湖については4.5m以浅の部分を一律に1.5cmとし熱源は底面上に設置した。北湖用熱源(100V1500W)は東岸沿いに設置し、南湖用の熱源は南湖岸のほぼ全周に設置した。熱源を取付けたこれらの場所は琵琶湖の比較的浅い水域であり、熱容量が小さいために相対的によく加熱される部分である。これらは図4.1の斜線部(水深30m以下の水域の分布)と概ね一致する。冬季は南北湖境界付近で第3章の下層密度流が発生するが、熱源に並行させて直径13mmの銅パイプを設置し、恒温冷却装置から冷媒(エタノール)を循環できるようにし、一部の実験で冷却効果を上げるために用いた。

舟木崎北西10cm(3km)の地点で16層の鉛直水温分布を測定した。用いた測温体は熱電対(CC)であり、データは指定した時間間隔毎にスキャン、プリントアウトされる。図4.24は測定された鉛直水温分布の一例で、琵琶湖のそれ(図4.2)と類似である。測温と上方からの写真撮影の時間間隔は別々の時計で行うが、誤差の範囲で同期させうる。実験流体は染料で着色し、水面に分散させたアルミ粉がシャッター開放時間に動く軌跡から表面流速や状況を読取った。

後半の実験では熱電対の配置を変更し、環流の横断水温分布が測定できるようにした。舟木崎一彦根測線上の4点(St. A、B、C、D)で6層の水温鉛直分布を記録した。図4.25は測温点配置を横断地形と熱源・冷源パイプとともに示す。各センサーの水平間隔は10cm、鉛直間隔は2cmであり、第1層の熱電対(A1~D1)は水面下0.5cmの深さにある。この測線は、それまでの実験写真により第1環流の直径に一致するように選んだ。

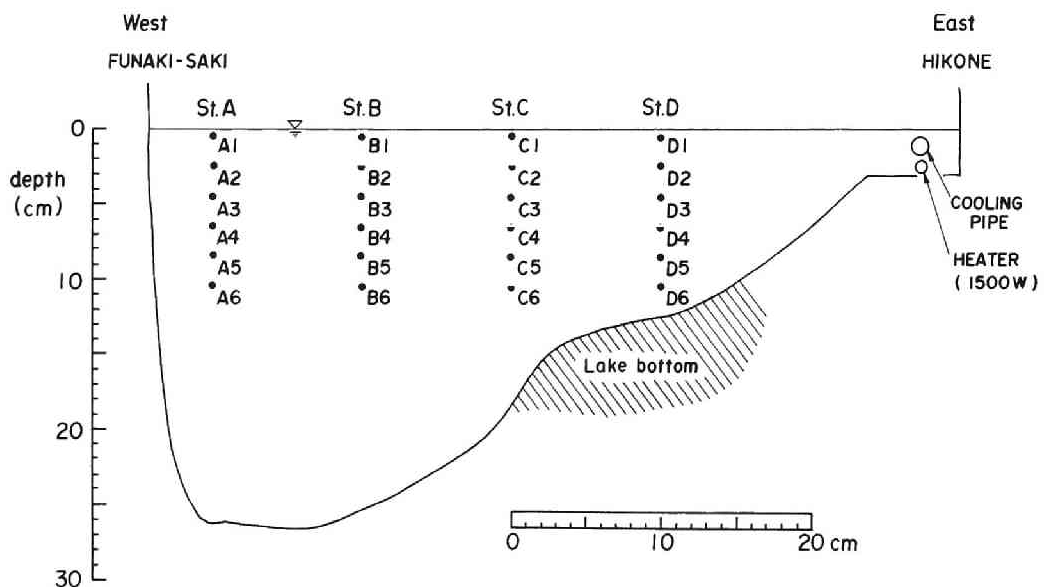


図4.25 横断地形と水温測定位置

### 4.3.3 予備的実験

予備的実験LBP A では、図4.26に示すような三段階に変化する漸増加熱が与えられた。図には、得られた水温変化も示したが、急激に加熱した小規模実験で現れた水温の擾乱（周期が回転周期の数倍）は見られず比較的滑らかに変化している。この水温擾乱が急激な加熱で起こるのか否かを確かめるため、もうひとつの実験を引続いて行った。LBP A' はLBP A 後半の1時間の放熱から急激に加熱を与えて開始した。図4.26にはLBP A' の水温変化も示しているが、明瞭な水温擾乱が認められ、これらについては環流の形成に関連して以下のことが見出された。

LBP A' の環流パターンも最終的にはLBP A のそれ（後述）と類似なものとなる。しかし、そこに至る環流の発達過程において不安定パターンが見出された。それらは花弁型あるいは Hide<sup>21)</sup>や他の研究者たち<sup>22), 23)</sup>により論議された軸対称波動に似たものである。写真4.4は、こうした不安定波動の波数が時間的に減少していく状況を示す一連の写真である。各写真の撮られた時刻は図4.26に矢線で示しており、この時間帯に水温擾乱が活発になるのがわかる。軸対称波動は、周方向に温・冷水が交互に配置した構造をもち、これらによって水温擾乱がもたらされることは十分考えられる。この熱的不安定については次節で詳しく述べることにする。

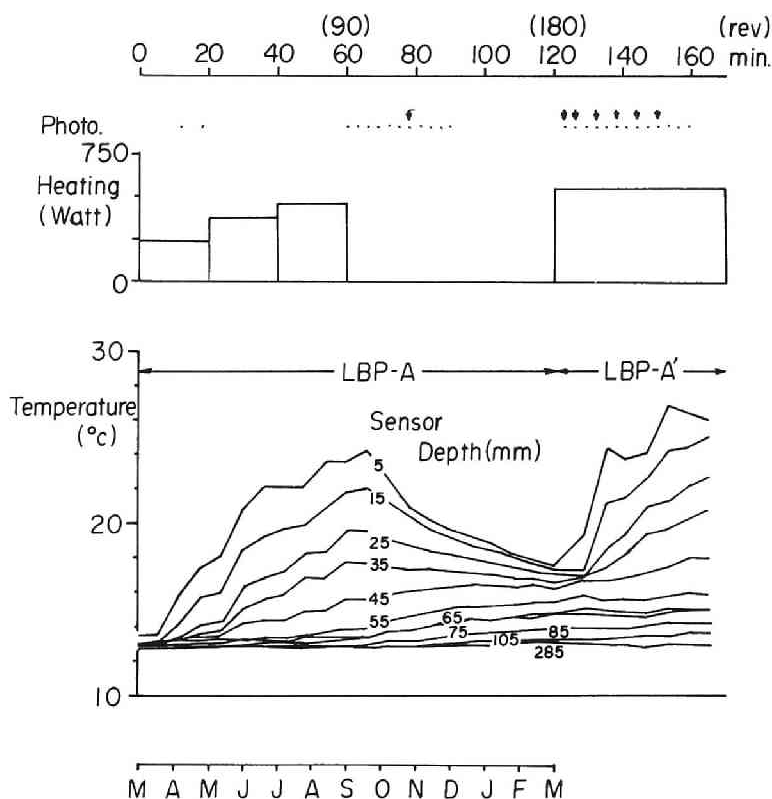


図4.26 LBP A とLBP A' の実験設定と水温記録

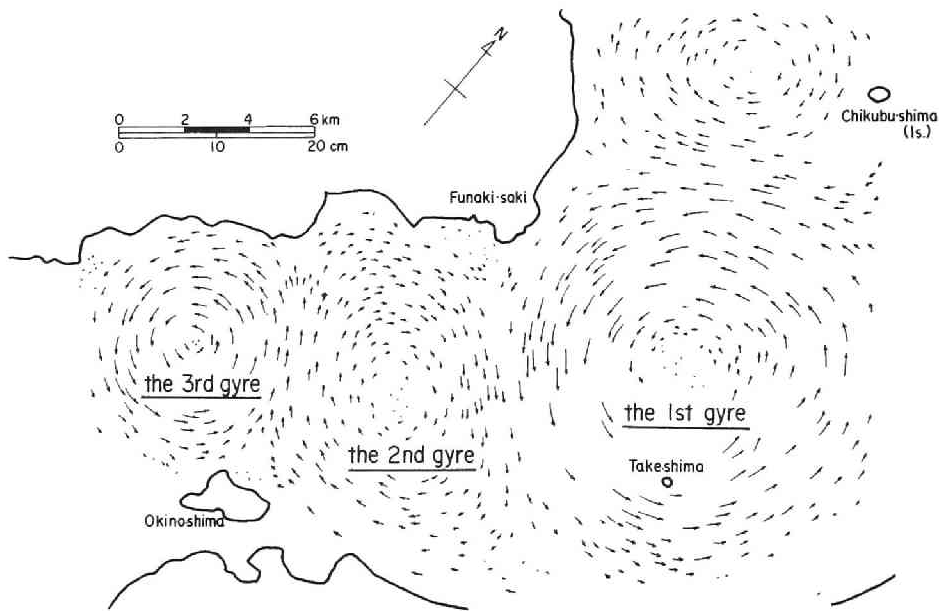


図4.27 典型的な実験環流のパターン (LBPA)

LBPAの環流パターンを図4.27に示す。図で第1、第2および第3環流の位置を見ると図4.1と似ているが、実験の第1環流は南に下り、より円形に近い形状である点が異なる。これは実験の代表的な環流パターンであり、舟木崎と彦根の線上に反時計廻りの第1環流があり、南に第2、第3環流と続く。第1環流の北にある環流と第2環流は時計廻り、反時計廻りのものより流速が小さい。図の第一環流位置は最近の観測結果<sup>2), 3), 6)</sup>とほぼ一致している。

第1、3環流は反時計廻り、第2環流と第1環流の北に位置するもう一つの環流は時計廻りである。図4.27のベクトルはストリークをトレースしたものであり、反時計廻りの環流が時計廻りのものより大きな流速をもつことがわかる。この後、より低速回転条件で行った2ケースの実験では、安定した時計廻りの環流は現れなかった。

LBPB、LBPCの実験条件（ヒーター出力と室温）、等温線、環流平均流速および無次元数の時間変化をそれぞれ図4.28、図4.29に示す。これらの実験では水温変化が顕著でなく、上層厚さは容易に決定できた。すなわち、環流の下方境界は湖底に到達しない等温線のうち、最低温度のものを選んだ（図4.28、29の各イソプレットで14℃、12℃線に相当する）。両実験の主な相違は実験後半の冷却方法にあり、環流の初期（形成）段階はほとんど同じである。写真4.5はLBPB、LBPCの環流の発達過程を示す。最初に、北湖を全周する反時計廻りの循環が形成され、これが分裂して第1および第3環流となる。この時点で第1環流は円形ではなく形が変化していく。写真(a)に見られる三角形の流れが(b)の楕円形流れとなり、(c)のような円形流れに変わる。

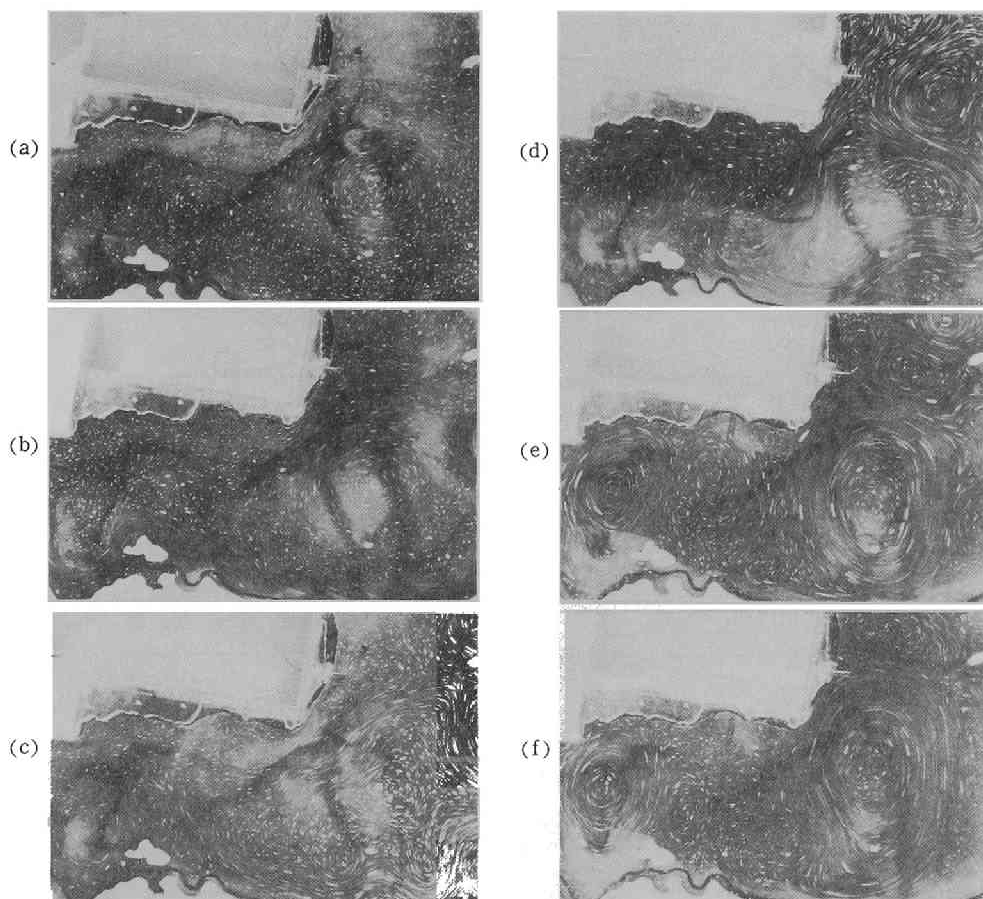


写真 4. 4 実験環流と軸対称波動 (LBPA、A')

LBPB、LBPCのいずれの実験でも、環流の最大流速は浮力束がピークをとる6～7月に生じた。一方、現地水温分布から評価される地衡流流速は成層が最強時(8～9月)に最大といわれる。この時間的ずれはあるが、環流最強時の力学的な相似は $Ro=0.06\sim0.09$ 、 $Ev=(1.3\sim2.1)\times 10^{-3}$ 、 $h/H=0.20\sim0.25$ 、 $Fi=0.30\sim0.36$ のように得られた。(4.6)、(4.12)の $Ro$ 、 $Ev$ の相似はよく満足され、成層状態に関する $h/H$ 、 $Fi$ も成層が最強の時点でみれば(4.8)、(4.9)に近い。

他の相違は環流の個数である。写真4.5(d)、(e)は、それぞれLBPB、Cの7月の流況である。いずれも第2環流が安定には存在せず、図4.27で第2環流がみられた位置にいくつかの小さくて微弱な渦が認められるのみである。冷却期に室温を下げたLBPCでは遠藤ら<sup>6)</sup>が指摘したように減衰期に環流が一時南下した(f)。ただし、その時期は観測の場合(10月)より早い。

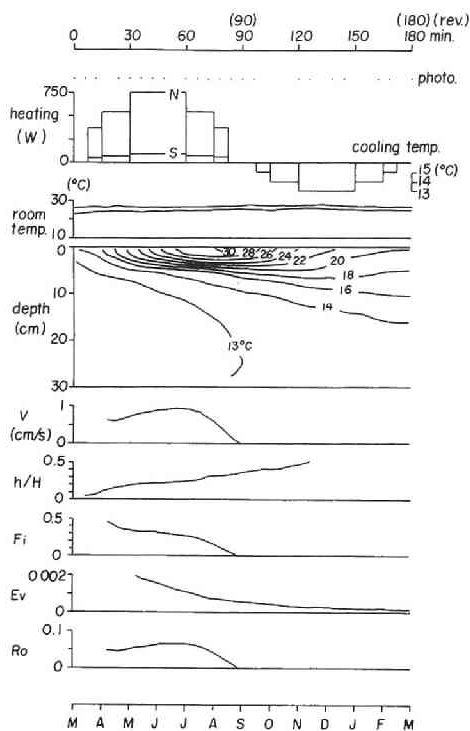


図4.28 LBPBの実験設定と水温変化

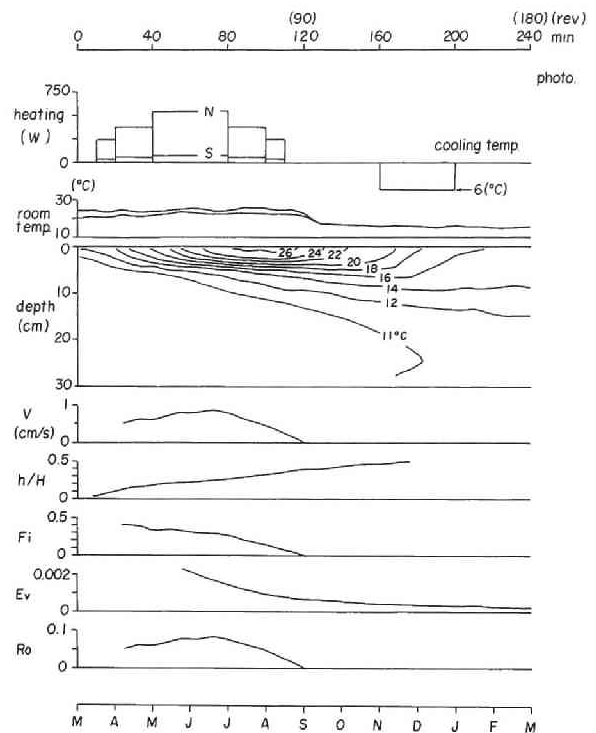


図4.29 LBPCの実験設定と水温変化

環流流速は夏の終り（いずれも9月）にはゼロになる。岡本<sup>4)</sup>は冬季の環流は時計廻りのものがあり安定でないことを報告している。また、遠藤ら<sup>6)</sup>は1977年の場合、環流を推定しうる水温分布が12月まで保たれると述べている。これらの観測事実に対して実験環流がこれほど早く減衰する理由は明らかではないが、二つの可能性が考えられた。第一に加熱された水が大きな熱損失を受け正味浮力束の時間変化が正弦関数にならないことであり、以後の実験で調べる。もう一点は、放熱時に表面水が弱くゲル化し流動しにくくなる可能性であり、これはアルミ粉と着色用のアニリン染料の化学反応と考えられ、その後の実験では他の染料を用いた。

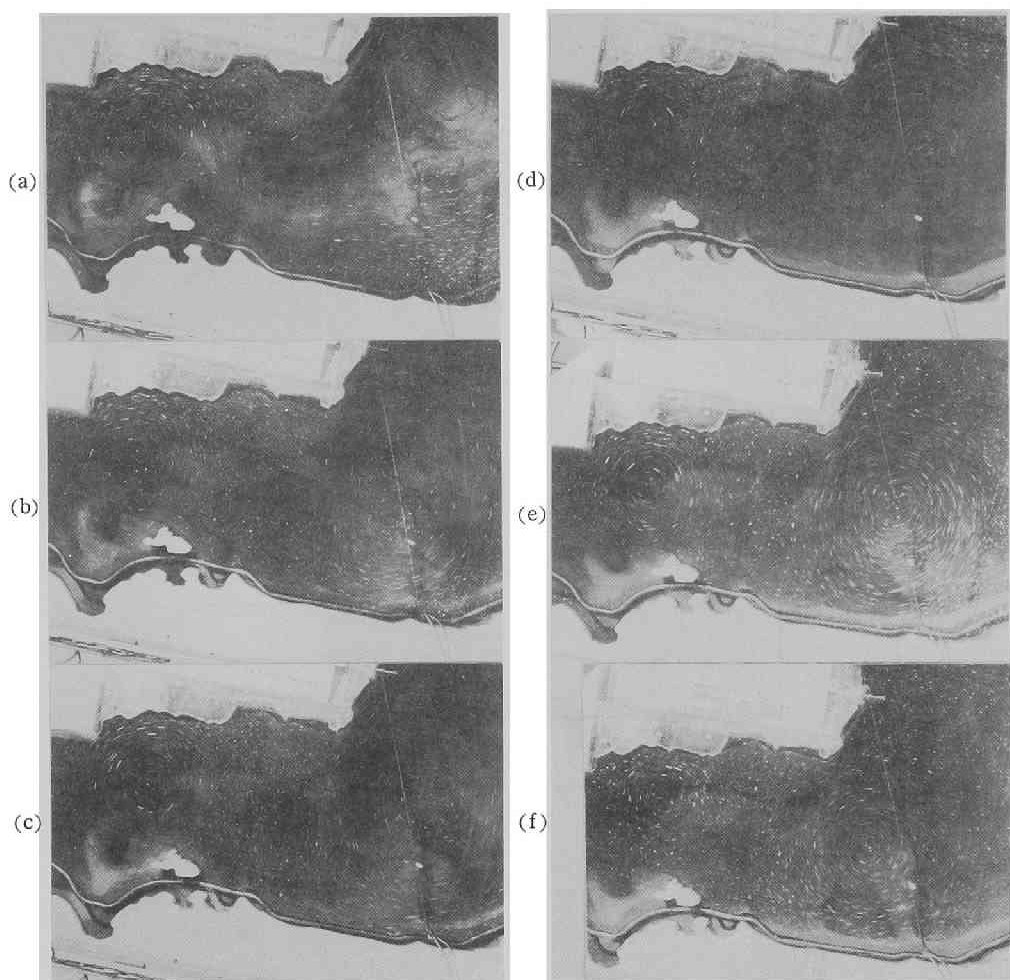


写真 4. 5 実験環流の変遷 (LBPB、C)

#### 4. 3. 4 一定加熱実験

一定加熱を連続的に与えた実験の水温記録を図4. 30(a)～(c)に示す (LBP 1、2、5)。実験条件は表 4. 4 に示す。湖岸に近い測点 St. A、Dの水温は他の点より高い。図4. 31は水温鉛直分布と等温線が時間的に降下する状況を測点毎に示し、図4. 32は横断水温分布である。環流形成の初期は大きな横方向の水温勾配をもつが、環流発達後は界面付近についてかなり平坦である。従って、二層界面を定義して、その平均深さを上層厚さにとる。写真 4. 6は横断水温分布を示した時点の環流表面流況であるが、図4. 32(a)の分布は写真(a)の環流の形状をとらえていることがわかる。

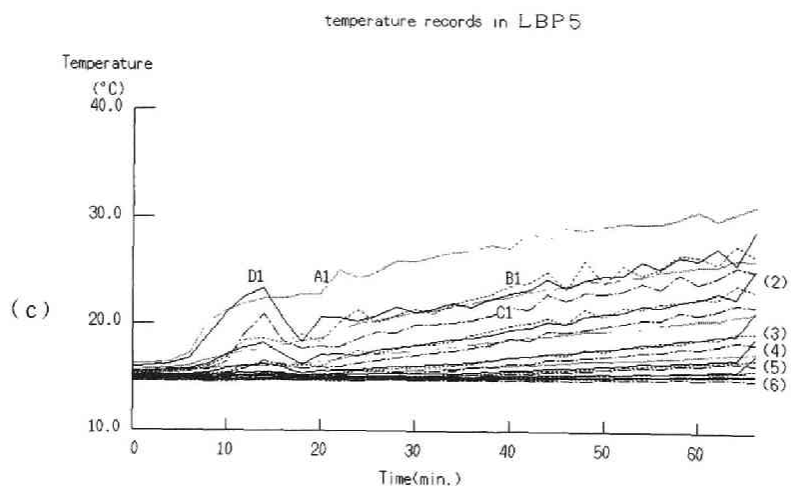
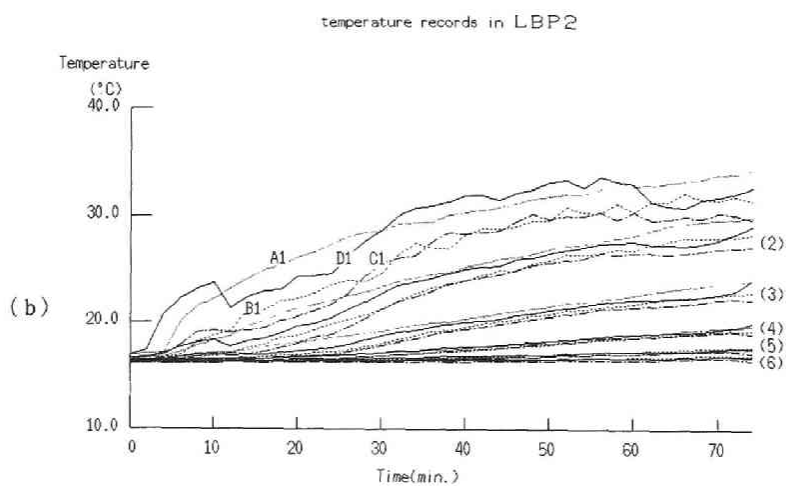
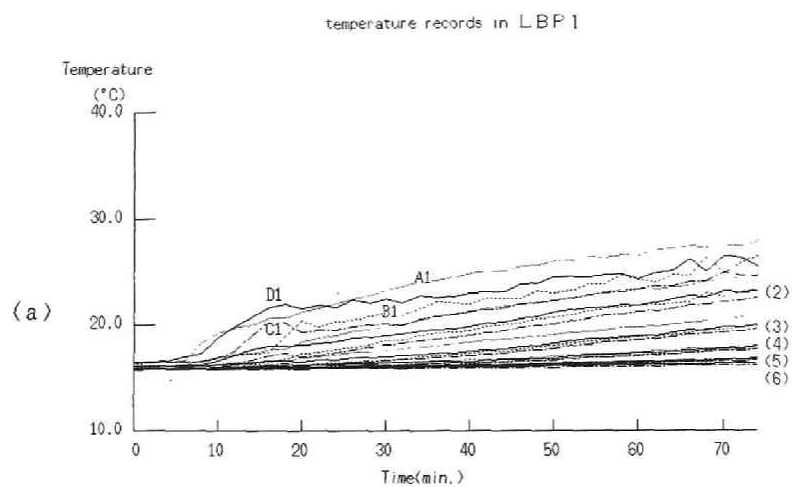


図4.30 一定加熱実験の水溫記録

表 4. 4 実験条件 (LBP 1 ~ 7)

	Rotating Period (sec.)	Photo Interval (min.)	Experimental Time (min)	Heating condition (V)
LBP1	60.9	2	72	60 (const.)
LBP2	60.9	2	72	80 (const.)
LBP5	40.6	2	60	70 (const.)
LBP4	40.6	4	120	0 20 30 40 60 70 80 120min. ← 60 → 25 ← 65 → 25 ← 70 →
LBP6	40.6	4	120	← 60 → off ← 65 → off ← 70 →
LBP3	60.9	6	180	0 36 72 108 144 180min. ← 60 → off ← 70 → off ← 80 →
LBP7	60.4	6	180	← 60 → 25 ← 65 → 25 ← 70 →

Vertical temperature distribution in LBP5

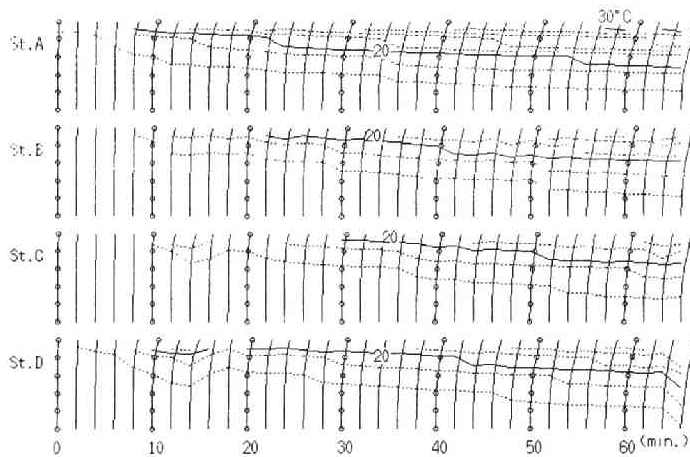


図4. 31 水温鉛直分布と等温線の深化

基礎実験の図4. 21でみたように、発達した環流の水温分布は Ekman層厚さDで無次元化できる。図4. 33には、実験開始後数分 (spin-up時間) を経過後、測点毎にこの無次元化を行い、重ねて示した。Dの評価は、ここでは $\nu=0.01\text{cm}^2/\text{s}$ を用いた。平均水温 $T_0$ が現れる深さ $z_0$ を用いると水温分布は $z=z_0-2D$ と $z=z_0+2D$ 間で直線的な単一分布となり、測点A~D間の差は小さい。各実験点は $z_0$ が深まるとき上方に移動するが、第1層の水温は左上方に移動する。上層運動の $Re$ が増大するにつれて界面の影響が小さくなることを示唆しているようであるが、実験の熱損失が大きいことを反映した可能性もある。上層厚さ $h$ は、環流横断の平均値として各測点の $z_0$ の平均値に一定の厚さ $2D$ を加えたものと定義した。上層Ekman数 $Ev$ はこの $h$ を用いて計算し、上層浮力 $g'h$ はLBPB、Cと同様 $g'$ の積分値を求め、これを平均した。



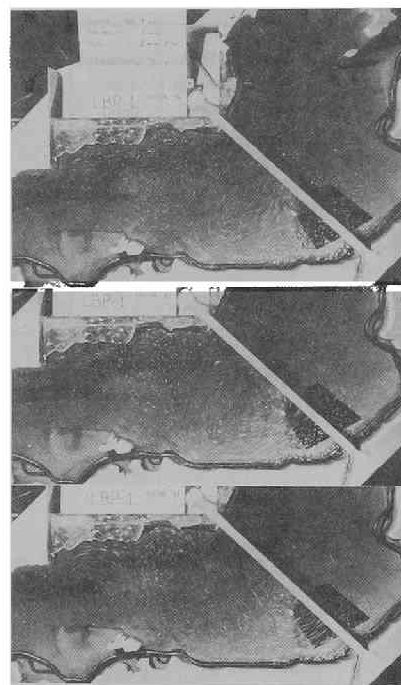
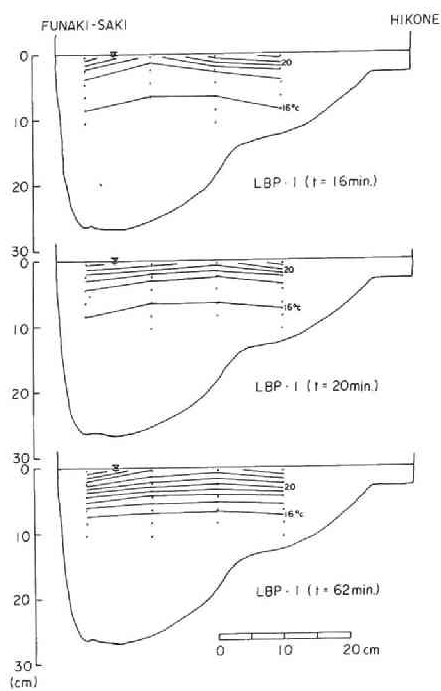


図4.32 環流横断水温分布 (LBP 1)

写真4.6 環流パターン (図と対応)

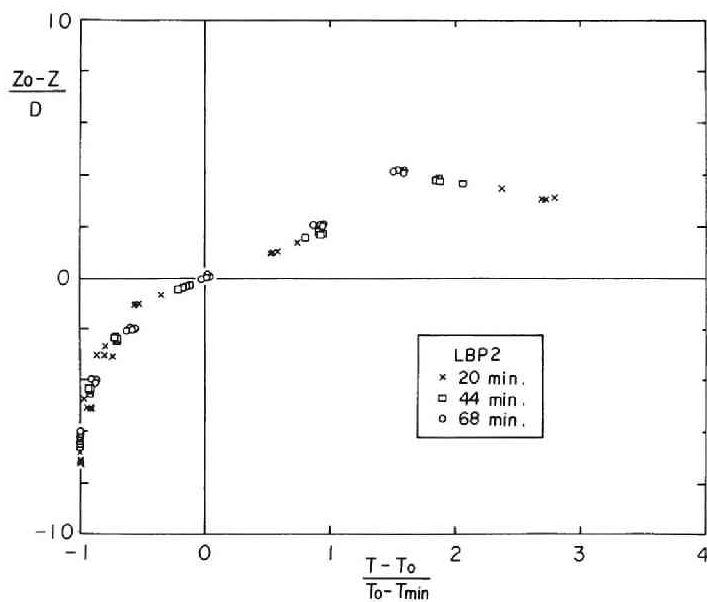


図4.33 無次元水温分布

表 4. 5 実験の熱収支

	Heat Loss			Heat Gain	Portion of Heat Loss
	$Q_e$	$Q_c$	$Q_b$	$Q_h$	
LBP1	61	11	430	805	62
LBP2	184	43	472	1432	49
LBP5	75	15	436	1096	48
	$W/m^2$				(%)

ストリーク写真から環流の平均流速（30本の平均値）を求めた。図4. 34はLBP1, 2 および5について流速の変化を示す。撮影時間間隔は実験時間に応じ 2, 4, 6分としたが、モータードライブカメラのシャッター速度（露出時間2秒）の分だけ遅れ、実験の最終段階では2分間隔で行った測温との間に60～70秒のずれが生じた。簡単のため、写真の時刻は最も近い測温データのそれとしている。そのため図4. 34の時間は最大60秒（測温時間間隔の半分）の誤差があるが、実験上の操作（例えばヒーターの切換え、気温測定）の時間誤差の範囲である。LBP1と5の環流流速の増加は比較的単調であるが、LBP2では著しい流速の減少が30～70分の間に生じた。このとき、図4. 30(b)ではSt. AとDの第1層水温の逆転が認められる（通常St. Aの第1層水温は温度変化の主導的特性を示した）。これは環流が弱まり東・西岸の熱交換が悪くなった結果と考えられる。

上層浮力の時間変化から求めた浮力束を図4. 35に示す。LBP1や5では20～30分で環流が安定した後の浮力束の時間平均値は意味をもつと思われる。一方、LBP2では浮力束が著しく変動し、ピークをとった後の減少期は流速減少の期間と正確に対応している。模型上面に取付けた温度計により、湖面上3cmの気温を測定した。この温度は湖面から失われる熱の影響を受け、実験中に3～4℃上昇する（図4. 35）。ここで、実験の熱収支を検討してみる。日射は水中の熱源で代用されており、写真用光源（2×250W）は水面から約2m離れたので、影響は無視しうる。水面に接する空気が静止（回転していない）という条件で、回転に基づく風速を評価すると1.5 r. p. m.（LBPの最大）の回転速度、回転中心から60～100cmの半径位置で10～15cm/sである。現実には、こうした弱い風すら湖面に作用するとは考えにくく、実験中に起こった蒸発の潜熱を風速のみの関数と考えるのは難しい。表面温度 $T_s$ をSt. Dの第1層水温で代表させ、気温との差 $T_s - T_a$ を図4. 35に示した。LBP2の温度差 $T_s - T_a$ が10℃を超える期間があり、浮力束が減少する期間に対応する。Ryanら<sup>24)</sup>に従い、蒸発潜熱 $Q_e$ 、顕熱 $Q_c$ および逆放射 $Q_b$ を評価する。室温を20℃、LBP1, 2, 5の $T_s$ をそれぞれ、24, 31, 25℃とすれば熱損失は表4. 5のようになり、流入熱の半分を上回る。現地で大きくない $Q_b$ が効いている。ただし、風速項は考慮せず、相対湿度は70%とした。LBP2の流速減少は $T_s$ の急激な上昇に伴い熱損失が急増した結果と考えられる。

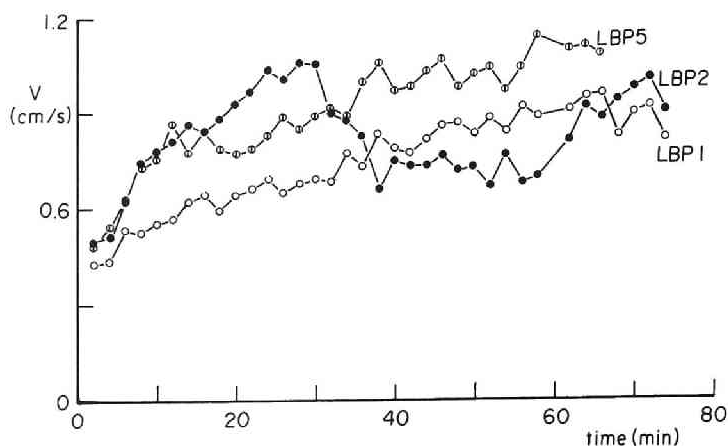


図4.34 一定加熱実験の流速変化

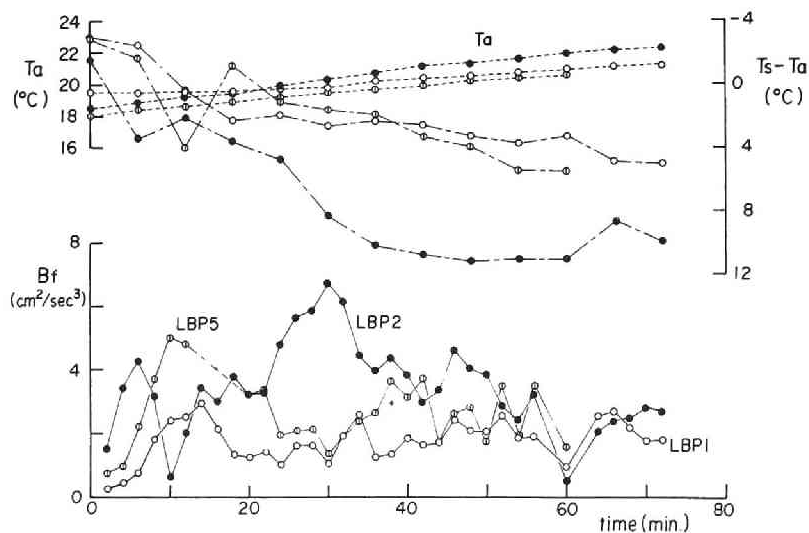


図4.35 浮力束の変化と水温・気温差

上で求めた水理量から密度Froude数 $Fi$ を計算し図4.36に示す。上層浮力の定義は環流の外縁での浮力を用いたLBP BやCに比べ幾分大きくなるが、 $Fi$ が一定になる特性はこれらの実験でより明白である。この事実は環流下方での混合状態が定常であり、十分に調節をうけた密度流であることを意味する。 $Fi$ が一定の期間(40~60分)の界面低下速度( $h$ の増加速度)は、LBP 1と5で $(2.1 \sim 2.5) \times 10^{-4} \text{ cm/s}$ であり、一方、連行公式(4.3)を用いると、 $Fi = 0.38$ 、 $V = 0.85 \sim 1.0 \text{ cm/s}$ (LBP 1とLBP 5)に対し、 $\omega_e = (1.8 \sim 2.2) \times 10^{-4} \text{ cm/s}$ を得る。 $Fi = 0.4$ をとれば計算値と実測値は一致する程度に差は十分小さい。問題点として、表面流速が層の流速特性を代表していないことが考えられるが、一方、実験の $Fi$ が公式の適用範囲にあるとしても、 $Re$ が小さければその影響を

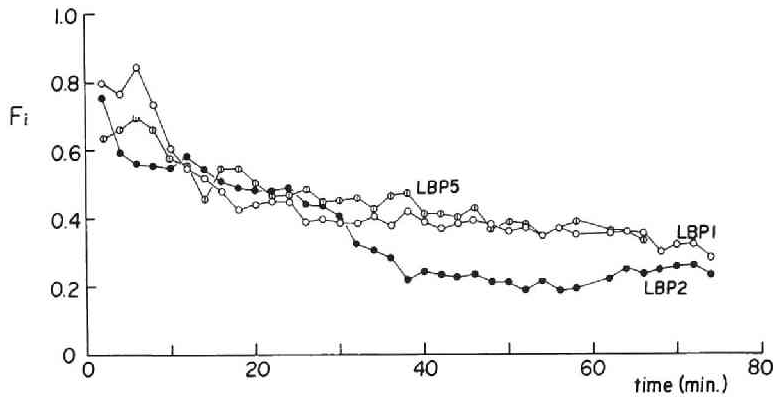


図4.36 一定加熱実験の密度Froude数

受けることがある。 $Fi$ の $Re$ に対する依存はつぎのように考えられる。実験では、幅・流動層（上層）厚比が4程度で、側壁効果もあると考えられ、径深 $b h / (b + 2h)$ で定義したReynolds数を考える（ただし、 $b$ は環流半径で25cm、 $h = 6$ cmを用いる）。LBP 1、2、5におけるReynolds数は、時間40～60分の間で280～400程度であり、LBP 2が最も小さい。これらは限界値450よりも小さいか同程度であり、 $Re$ の効果から十分には解放されていないと考えられる。

#### 4.3.5 断続加熱実験

つぎに述べる実験は実験環流の減衰時間と環流の再加速に伴う熱的不安定条件を把握する目的で行い、表4.2に示すような断続加熱を与えた。各層の水温記録を図4.37、図4.38に示す。A1の水温測点はLBP 4と6では最高水温を示したが、図4.38の、特に、LBP 3ではそうならなかった。図4.39はLBP 4と6における環流流速 $V$ と $Fi$ の時間変化である。条件の相違は弱加熱の位相での加熱条件にある。弱加熱期に90W程度の補助的加熱があると流動は持続する（LBP 4）が、補助的加熱がないLBP 6でも、流速は一時減少するが強加熱の位相になると直ちに本来の強度にもどる。環流が形成後の $Fi$ はLBP 6の第2期間を除く強加熱期で $Fi = 0.3 \sim 0.4$ である。一方、LBP 3と7の $V$ を図4.40に示す。流速はいずれの弱加熱期でも補助的加熱のレベルで保たれている（LBP 7）。熱損失効果はこの程度の加熱変化時間（36分）では効くようになり、再加熱に対する応答の完了する前に次の弱加熱が始まる。LBP 3では極端なことが起こり、1回目の弱加熱期（補助的加熱はない）に環流が停止し、加熱を再開しても元の流速レベルに戻らなかった。3回目の強加熱期でも弱い流速はみられるが、そこに系統的な流れ（環流）は生じなかった。状況は図4.38の水温記録で明瞭に見てとれる。すなわち、第2、3回目の強加熱期には東（St. D）から西（St. A）に向かう温度勾配が第1層で顕著である。第2層以下でも成層は明瞭であるが、各層の水温が横断方向に一様である。一方、補助的加熱によって環流が持続したLBP 7では $Fi$ は通常の範囲にある。LBP 3の結果は環流が無いが非常に弱ければ、湖の横断方向に水塊の分離が生じる可能性を示唆している。

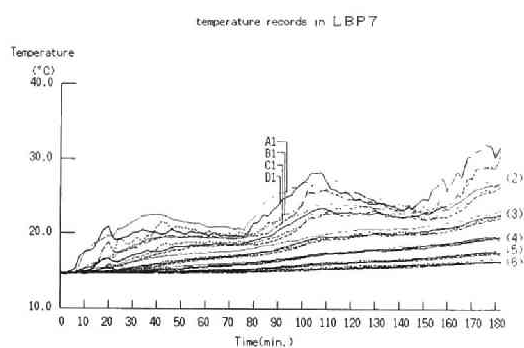
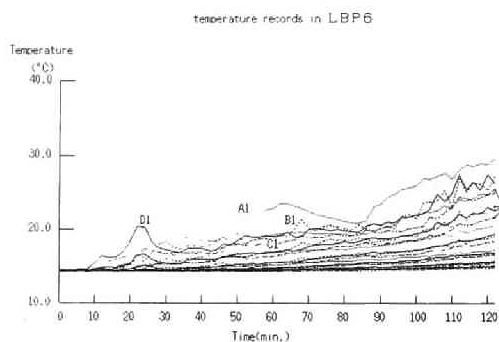
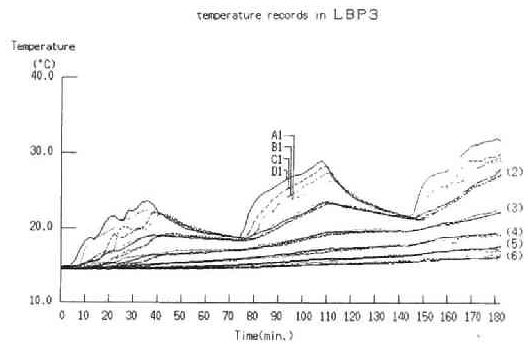
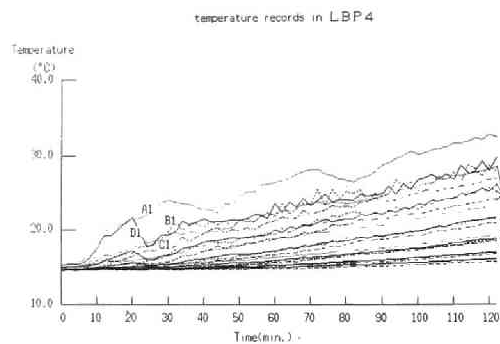


図4.37 断続加熱実験の水温記録 (LBP 4、6) 図4.38 断続加熱実験の水温記録 (LBP 3、7)

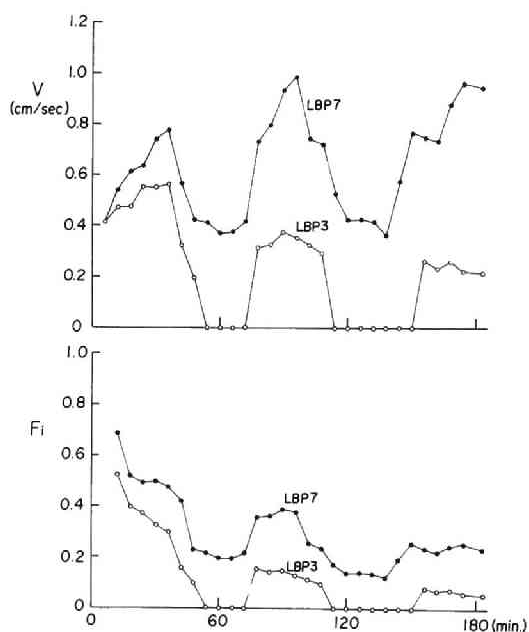
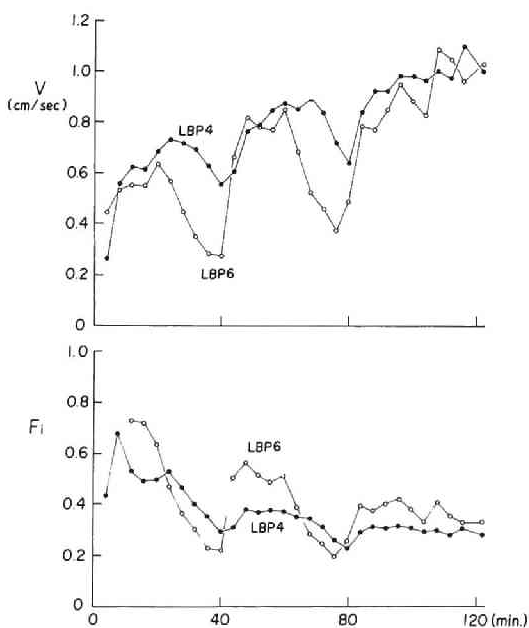


図4.39 断続加熱実験の流速変化 (LBP 4、6) 図4.40 断続加熱実験の流速変化 (LBP 3、7)

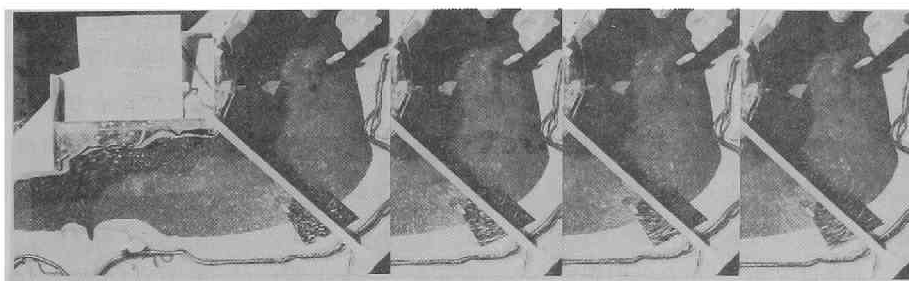


写真 4. 7 環流の再加熱時に生じる波動 (LBP 6)

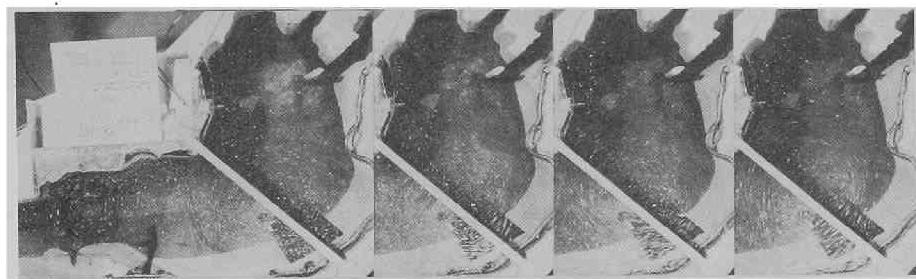


写真 4. 8 環流の再加熱時に生じる波動 (LBP 4)

環流形成段階では種々の形状の非定常環流が観察された (写真 4. 5)。より複雑な環流の変形が LBP A' で見られた (写真 4. 4)。これらと類似の円形でない流れは傾圧不安定に基づく軸対称波<sup>19) - 21)</sup>として知られる。写真 4. 7 は LBP 6 の 2 回目の強加熱期の開始前後のパターン変化を示す。弱まった環流が再加速され蛇曲した流況になる。流れに沿う曲がりの個数は次第に減少し円形流れに戻る。LBP 4 で同じ時期に相当する状況を写真 4. 8 に示す。蛇曲は LBP 6 ほど明瞭でないが、環流中心部のゆらぎが表面水温変動 (B1 や C1) に影響している (図 4. 37(b))。

環流の密度 Froude 数をみると極めて一般的な密度流であるが、上記波動の存在から大気の流れとの関連が類推される。傾圧不安定波のパラメータは Hide<sup>15)</sup> の導入した平方 Rossby 数

$$\theta_1 = g' d / \omega^2 (r_o - r_i)^2 \quad (4.13)$$

と Fultz により修正された<sup>25)</sup> Taylor 数

$$\theta_2 = 4 \omega^2 (r_o - r_i)^4 \{ (r_o - r_i) / d \}^{1/2} / \nu^2 \quad (4.14)$$

である。ここに、 $g'$  は同心円筒容器の外壁 ( $r = r_o$ ) と内壁 ( $r = r_i$ ) の温度差 (境界条件) に基づく有効重力加速度、 $d$  は円筒容器の高さ、 $\omega$  は回転角速度、 $\nu$  は動粘性係数である。 $\omega = f/2$ 、 $(r_o - r_i) = R/2$  とすれば、上記のパラメータは

$$\theta_1 = 16 (d/h) (b/R)^2 R_o^2 / F_i^2 \quad (4.15a)$$

$$\theta_2 = (h/d)^{1/2} (R/2h)^{9/2} E_v^{-2} \quad (4.15b)$$

と書ける。ここに、 $R$ は不安定波の直径として与える水平長である。円筒容器実験における密度 Froude数  $Fi$ が LBPよりは少し大きい  $Fi^2=0.4$  程度と仮定する。図4.41は LBPの実験点を  $\theta_1-\theta_2$  平面上にプロットしたものである。結果は環流代表長  $R$ と  $d$ の取り方にも依存するが、ここでは  $R=20\text{cm}$ 、 $d=2h$ とした。実際は  $R$ や  $d$ が各実験、各時刻で変化し  $Fi$ についても同様である。従って、形状を拘束した定常実験の整理で LBPの結果を説明するには幾分無理があると思われるが、定量的にもある程度の対応が得られた。

図4.41の曲線は文献<sup>25)</sup>からの引用である。安定な(円形)環流は Hadley (upper symmetric) regime に属し、LBP6で述べた波動(写真4.7)は Rossby (steady wave) regime にあることがわかる。ただし、 $\theta_1$ が1より小さい実験点に対応する環流は非常に弱く、その時点で不安定波は生じていない。写真4.7、4.8の波動は  $\theta_1$ が増大(環流が再加速)して、Hadley regimeに戻る過程で生じると考えられる。

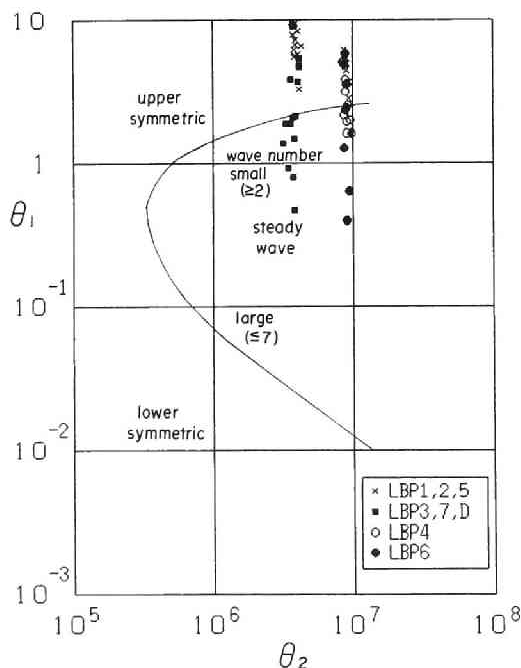


図4.41 不安定波動の発生領域

#### 4.3.6 年間の環流模擬実験

環流の季節変動に関する実験(LBPD)では、水の着色にLBP1~7と同様、メチレンブルーを使用し、水面はアニリンブルーを用いた場合のように冷却期に粘り気を帯びることはなかった。水温記録を図4.42に示す。表面水温は  $t=80$ 分 で最高となる。(これは、初期条件を3月初旬とした場合は8月中旬にあたる)。冷却効果は  $t=120\sim 150$ 分にかけて St. Dの記録に現れている。

temperature records in LBD

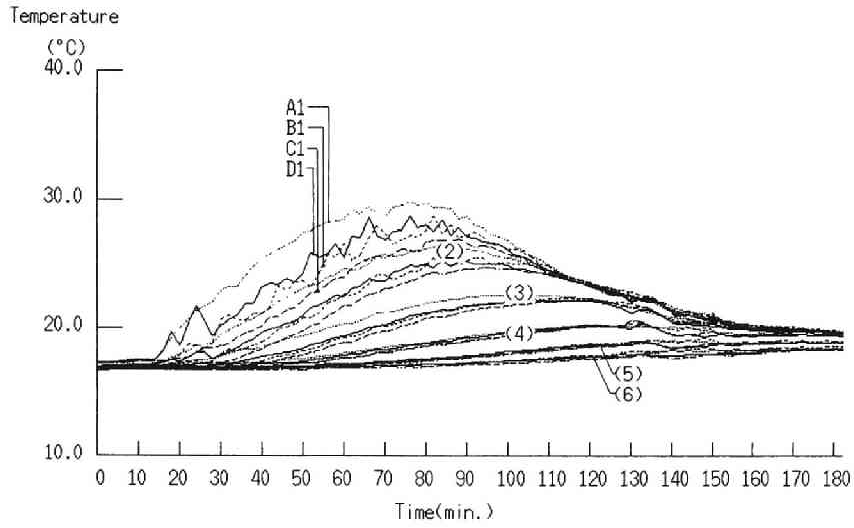


図4.42 環流実験の水溫記録 (LBD)

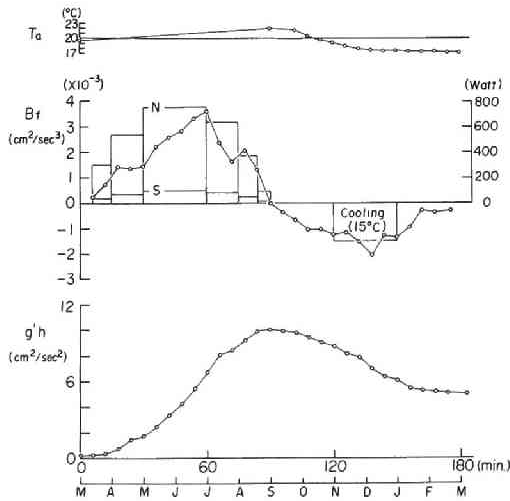


図4.43 浮力束の時間的变化

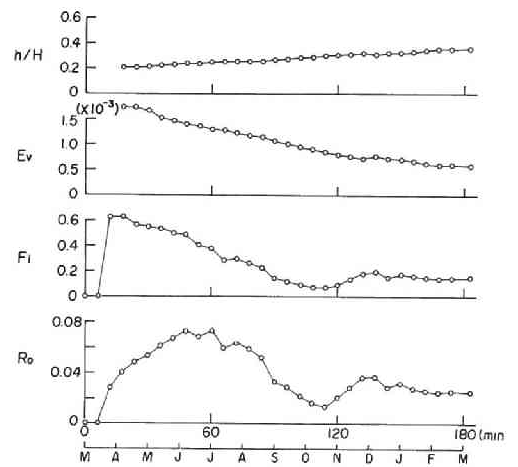


図4.44 相似パラメータの変化



熱損失が増加する加熱期後半には補助的加熱を前半の加熱量に付加した。実験条件、上層浮力値の時間変化から求めた  $B_f$  を図4.43に示す。最大加熱継続時間（30～60分）が長いので浮力束のピークは若干遅れるが、正の浮力束が正確に9月まで維持される。しかし、これはLBPBやCでも同じであり、補助的加熱の効果はあまり明確ではない。図4.44に環流の相似パラメータの変化を示す。上層厚  $h$  の定義がLBPBやCとは異なることもあり、 $h/H$  や  $Ev$  は先の実験と少し異なる。LBPBやCでは  $Fi$  の減少率が7月以降大きくなったが、LDPDでは同じ減少率が11月まで持続した。一定加熱の場合のように  $Fi$  が一定の状況はないが、環流が最強の7月における  $Fi=0.38$  という値は平衡環流の値に対応する。流速が極度に落ちなければ加熱率の変化に対する流速の応答はよく（LBP4と6についての図4.37参照）、従って、密度流としての環流過程は擬似定常とみなせる。無次元数は、いずれもオーダーの一致以上の結果であり、環流実験の力学的相似は十分満足されている。

LDPDの典型的流況を写真4.9に示す。7～9月にかけ(a)～(c)のように減衰する環流は9月でも残る(d)。環流停止後も小規模な不安定対流によると思われる微弱な表面運動がある(e)が、 $t=120$ 分（11月）に開始した冷却により東岸を南下する流れ(f)が生じ、環流(g)が舟木崎・彦根測線の南に残った。初期に形成された環流(f)は確かに時計廻りであったが、(f)と(g)の間の時間には、いくつかの回転方向の異なる渦が現れ、残った環流(g)がどちらの回転方向をもつか不明である。この環流は以後も持続する(h)が、水温測線から外れたため、水温分布から回転方向を推定することもできない。また、この実験結果からみてLBPBやCの冷却期における流動のない状態には問題があると思われる。LDPDの場合でも冷却手法はそれほど改良されておらず、水面の不活性は多分アニリン染料とアルミ粉の化学作用によるものであろう。

#### 4.3.7 熱的相似の検討

重要な問題は実験の熱的相似にある。実験（LDPD）と琵琶湖について、 $B_f$ の最大値はつぎのようになっている（図4.43と図4.15）。

$$(B_f)_m = 3.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3, (B_f)_p = 0.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^3, (B_f)_r = 7.2 \quad (4.16)$$

である。ここに、添字  $m$ 、 $p$ 、 $r$  は、それぞれ模型、原型（琵琶湖）および両者の比を表す。上層浮力（図4.43と図4.14）のピーク値と上層厚さ（図4.11と図4.12）は

$$(g'h)_m = 10 \text{ cm}^2/\text{s}^2, (g'h)_p = 3600 \text{ cm}^2/\text{s}^2, (g'h)_r = 0.0028 \quad (4.17)$$

$$h_m = 6 \text{ cm}, \quad h_p = 2500 \text{ cm}, \quad h_r = 0.0024 \quad (4.18)$$

また、上層厚さと全水深の比については

$$(h/H)_m = 0.24, (h/H)_p = 0.33, (h/H)_r = 0.73 \quad (4.19)$$

となる。時間相似は上層の深化速度に依存し、つぎの比を1にとろうとしたが、結果的には

$$[(h/H)/fT]_r = 0.73 \quad (4.20)$$

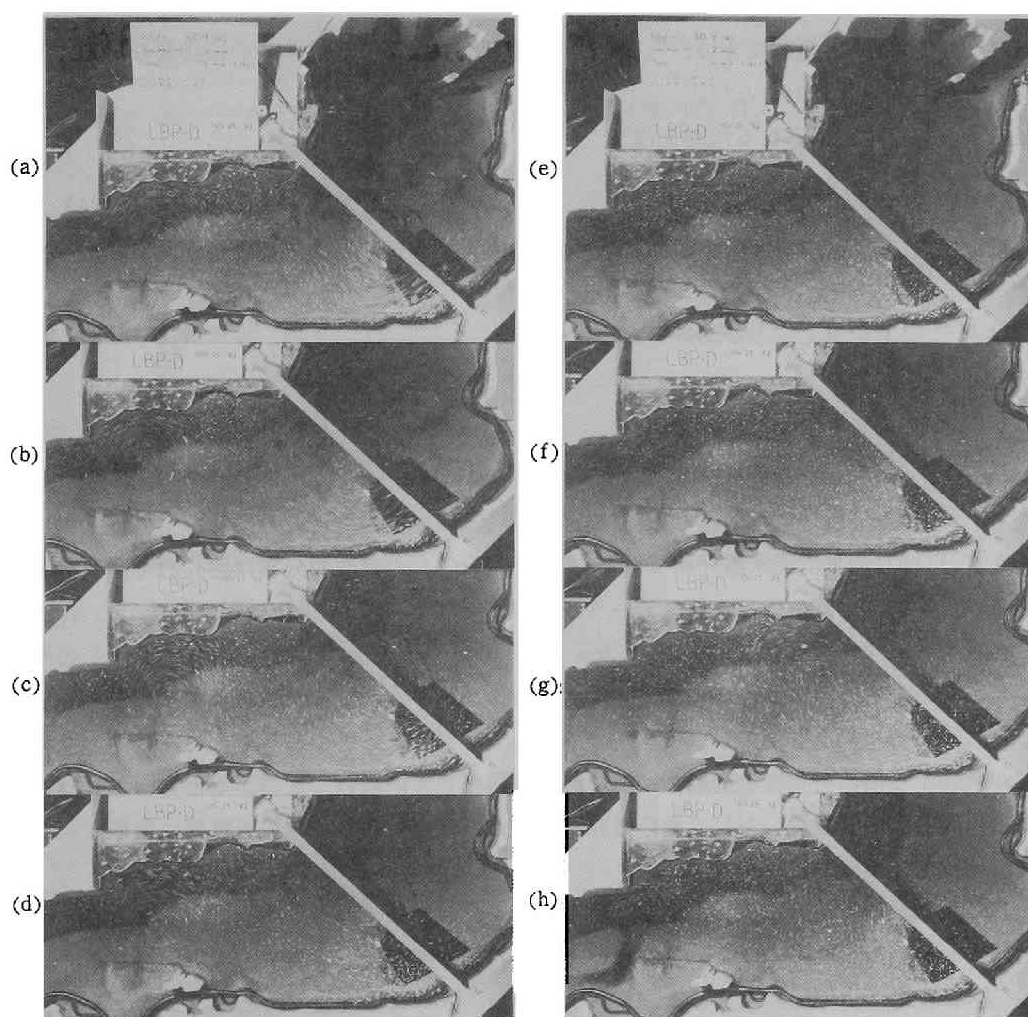


写真 4. 9 環流の流況変化

であつた。ここに、 $T_p=1/2$ 年で、 $(fT)r=1$ とした。有効重力加速度は

$$g'_m=1.7\text{cm/s}^2, \quad g'_p=1.4\text{cm/s}^2, \quad g'_r=1.2 \quad (4.21)$$

従つて、

$$[g'h/fHT]r=0.88 \quad (4.22)$$

あるいは、

$$(g'h/T)r = 0.88 \times f_r \times Hr = 0.88 \times 2500 \times 1/300 \quad (4.23)$$

これは $(B_f)r = 7.2$ と理解できて、“深い”歪模型を短時間で加熱するのに必要なものであると考えれば熱的相似に他ならない。

Rossby相似から認められる流速比は

$$(Vf)r = 2500/30000 = 0.083 \quad (4.24)$$

一方、浮力流速の比は

$$(Vb)r = [(B_f \cdot b)^{1/3}]r = 0.062 \quad (4.25)$$

そして実際の比は

$$Vr = 1/15 = 0.067 \quad (4.26)$$

となり、 $Vr$ はFroude相似と関連した $(Vb)r$ により近い結果となった。

図4.45はLBP Dの無次元水温分布である。加熱期(○)の無次元分布は図4.21や図4.33と同様であるが、冷却期(■)では上層のデータが曲線からはずれる。現地資料(図4.2)について同じ無次元化をすると図4.46のようになる。ただし、平均水温は上層10層(0~50m)の平均値とした。加熱期データはよくまとまり、環流がある季節のEkman層が明瞭である。しかしながら、冷却期における上部混合層の形成は実験の場合よりもずっと顕著である。これは現地の熱損失の多くが風によるのに対して、実験では風の影響を模擬していないことによると考えられる。重要なことは環流の減衰過程において風の考慮が必要という点であり、環流が熱的に形成されることが相反するものではない。

実験では加熱期における $g'h$ の総量は合致したが、 $(h/H)r$ は小さかった。もちろん、直接の理由はヒーターの設置深さにあるが、風の混合作用を考慮しなかったことも一因である。いずれにしても、上層厚の不足のために実験の $g'$ はかなり大きいものとなっている。このように、実験では風による機械的擾乱を与えなかったために、上層水の混合や湖面冷却という冷却期の現象については定性的に一致しか得られなかった。もし環流を強めも弱めもしないランダムな風を実験で与えることができれば、一般的に上層厚の増加が期待でき、冷却終了時に残る上層浮力をゼロに近づけることができたであろう。

流動が上層内に限られることは上記の無次元水温分布と関係する。水温躍層がEkman層であることは診断モデル<sup>11)</sup>の結果からも示唆された。ここでは、直接可視化したわけではないが $h/H$ が小さい限り、下層は無流動に近いといえる。界面Ekman層の存在はこの現象に対して全水深のEkman数が重要ではないことを示している。また、夏季に相当する状況では、小規模基礎実験や一定加熱実験と同程度の密度Froude数を持ち、界面低下が連行作用によるという密度流の特性がよく現れている。

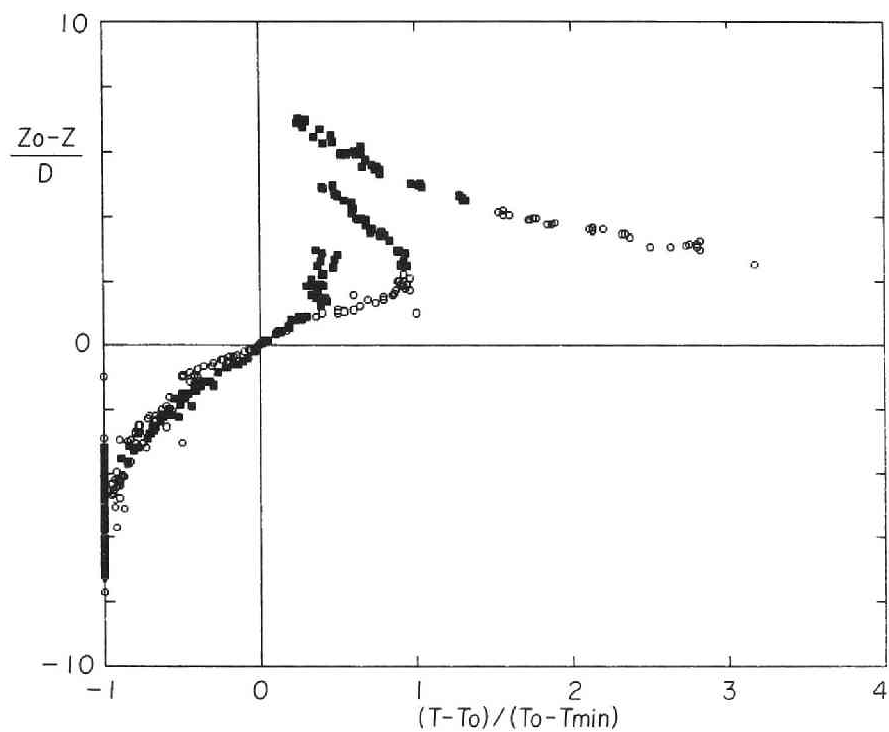


図4.45 実験の無次元水温分布 (○；加熱期、■；冷却期)

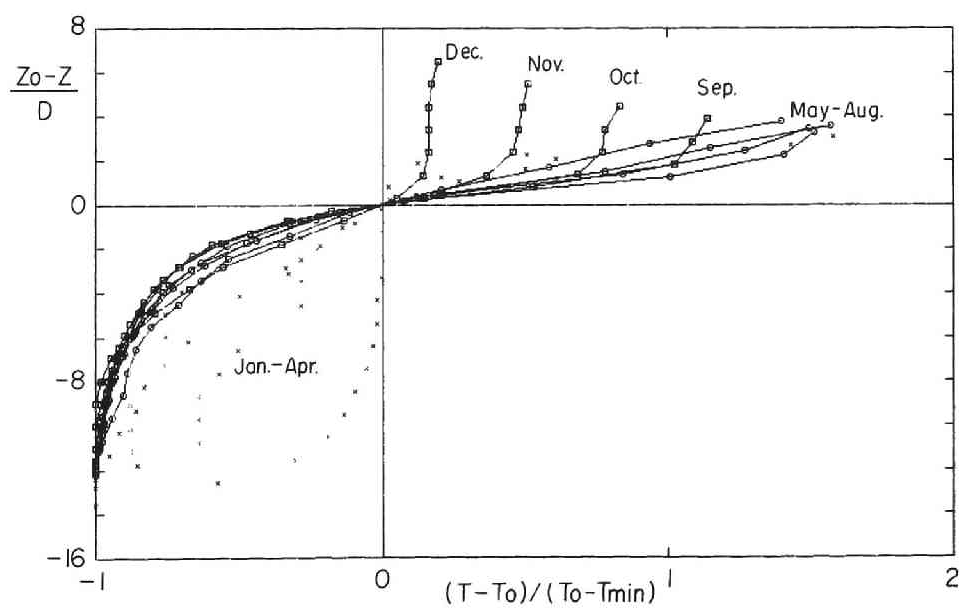


図4.46 琵琶湖の無次元水温分布

#### 4.4 環流の内部構造

ここまでの基礎実験と模型実験を通して、回転水理実験の相似則と成層湖の環流の形成要因を検討した。相似則には代表的な渦動粘性係数、代表流速として表面流速を用いたが、上層流速が鉛直に一樣かどうかは検証していない。南湖のような浅水湖の流れに比べ鉛直 Ekman数は小さいとはいえ時間スケールが大きく粘性が重要であり、よく回転調節を受けた流れであることは実験でも明らかである。表層での収束と躍層付近での発散は自転性二次流の存在を示唆しているが、流速が増大すると不安定波動が現れ、遠心力による二次流も発達するため環流の流速場は複雑で三次元的なものであろう。

ここでは第2、第3章で検討した吹送流と密度流の流速分布に関する知見から、環流のそれを検討してみる。吹送流と密度流の相違は水面近くで顕著に現れる。環流は上層厚が25mに及び、吹送流とすれば深水条件にあり、また、界面での混合は十分進んでいると考えられることから、水面・界面とも滑面と期待される。ただし、風応力を考慮する風成論の場合である。

$V=10\text{cm/s}$ 、 $h=2500\text{cm}$ および動粘性係数 $\nu=0.01\text{cm}^2/\text{s}$ を用いると $Re=2,500,000$ で、滑面の界面抵抗係数 $f_i=0.002$ 、 $u_{*i}=0.3\text{cm/s}$ を得る。一方、水温躍層の厚さ $\delta=200\text{cm}$ と代表的な $g'=1.4\text{cm/s}^2$ より $R_k=g'\delta/u_{*i}^2=3,000$ となる。これより環流による連行速度 $u_{\theta}$ は約 $21\text{cm/day}$ であり、現実には適合する。一方、 $R_k=g'\delta/u_{*s}^2=1000$ となる水面摩擦速度 $u_{*s}$ は約 $1.2\text{cm/s}$ となり、 $10\text{m/s}$ に近い強風でなければ連行の進まない安定な界面であることを示している。

熱成論では卓越する駆動力は湖心に向かう（内部）圧力勾配である。発生初期の主流は湖心に向かう密度流であり、湖岸に沿って形成される初期の環流を二次流と認識すべきであって、この段階では大きな界面Rossby数 $R_k=u_{*i}/fL$ （ $L=\delta$ ）をもつと考えられる。環流の発達に伴って環流自体を主流と見なせるようになる盛夏の段階では $R_k=15$ 程度となり、実験でみたような半径方向の二次流が残ることになる。

図4.46の水温分布は界面付近で非常に直線的な形状を示し、水温・流速分布の相似性からみて流速分布が対数+直線則に従うことが推察される。特に5～8月の環流発達期には、水温の直線分布が水面付近までのびている。一方、9～12月では上部混合層が発達し、流速分布も変化しているとみられる。図4.2の水温鉛直分布でみると、7月以降の混合層はほとんど一定の厚さ $\delta$ を維持しており、躍層内で一定の渦動粘性係数分布を保っていることが推定される。界面から最大混合距離 $R_c\delta$ （ $R_c=0.15$ ；限界 flux Richardson数）だけ離れた位置における渦動粘性係数は $\nu_w=0.4\cdot0.3\cdot30=3.6\text{cm}^2/\text{s}$ と評価される。

北湖の水温分布（図4.2）の月変化から2.4節の方法で求めた鉛直渦動拡散係数を図4.47に示す。月表示は中旬の平均値であり、1～6月（○）を非成層、7～12月（●）を成層期として分類した。密度一樣とみなせる1月には非成層の吹送流における拡散係数分布（図2.58）と類似した分布形であるが、春から夏にかけて減少しながら一樣分布となり、7月には10m以深で動粘性係数のオーダーとなる。夏から秋にかけてはその月の界面付近に極小値をもち、冬季にはいると上・下各層に極大値をもつ特徴的な構造がみられる。基本的には水面・底面から離れるに従って拡散係数は増加し、界面の上下でも同じ挙動を示す。ここは放射を考慮していないが、拡散係数

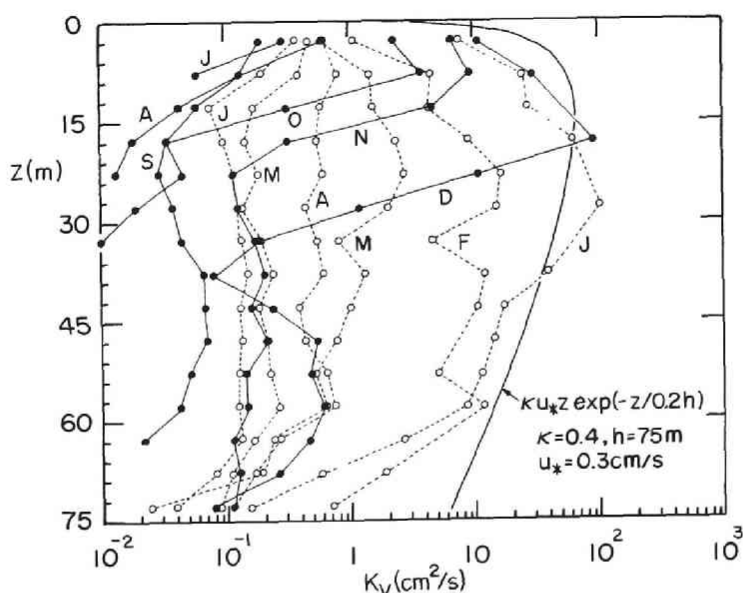


図4.47 渦動拡散係数鉛直分布の年間変化

が水温成層状態に支配される傾向は明瞭である。拡散係数は動粘性係数の数倍～数千倍の範囲にあり、(4.5)で環流の代表的な値として仮定し、第1章でも用いた $\nu_v = 1 \text{ cm}^2/\text{s}$ という値が平均値としては適切なものであったことがわかる。

1982～84年の冬季密度流観測では冬季にも顕著な内部静振が認められた。これらは北風の後に発生することが多く、これは以下のように考えることができる。成層湖に風が吹くときには風下に向けて左側の界面が上昇することが知られている。南風では西岸、北風では東岸で躍層が上昇する。風のピークを過ぎると傾いた界面分布を初期状態とする内部静振が発生するが、北湖では内部静振が反時計廻りの旋回性をもち、北風の場合は1/4周期後、南風では3/4周期後に、界面の上昇する位相が南湖側に到達する。従って、北風で発生した内部静振の方が40時間程度早く、それだけ減衰も小さい状態で南部水域に到達することになる。いずれにしても、環流がピークを過ぎて湖面冷却のために上層浮力が減少してくると、環流自体の連行だけでなく、こうした内部静振の結果として急速に密度一様状態に近づいていくと考えられる。

#### 4.5 結 語

成層湖の環流を湖の熱流動過程とみなし、琵琶湖北湖の環流を対象に、その年間変化を実験的に検討し、以下の結果を得た。

1) 加熱環流のRossby数 $Ro$ と鉛直Ekman数 $E$ および成層化時間の相似を考慮して小規模基礎実験を行い、上層厚 $h$ 、上層浮力 $g'h$ 、浮力束 $B_f$ の時間変化について琵琶湖の年間変化と比較した。

環流の発達と成層化の間に密度Froude数 $Fi \approx 0.3$ の関係が認められた。また、実験環流は表層での収束、水温漸変層（躍層）でのEkman層の流動、環流中心部での低温水の盛上りのような現地環流の特徴を備えることを示した。

2) 成層は環流の連行作用で深化すると考えられるが上層の流速分布は不明であり、水温躍層と界面Ekman層の関係を検討し、前者がEkman層厚で無次元化されることを確認した。

3) 半島、ridge、浅水部のような地形を与えて加熱環流の実験を行い、環流の配列を規定するものとして、これらの地形効果が有力と考えられた。

4) 琵琶湖北湖の歪模型を作成し、環流の模型実験を行った。小規模実験と同様、力学的相似の無次元数に $Ro$ 、 $E$ を選び、成層化時間を慣性時間ではかつて上層厚比 $h/H$ および密度Froude数 $Fi$ の相似を考慮した。

5) 実験環流の配置は図4.1のものとは若干異なり、第1環流が彦根・舟木崎間に中心をもち、最近の観測結果とよく合致することがわかった。実験では、時計廻りの第2環流は微弱であり、一方、時計廻りの第3環流は比較的安定していた。

6) 第1環流の形成段階では、最初に低波数（3～2）の軸対称波が現れ、次第に円形の流れに変化する過程が明らかになった。小規模実験と同様、急激に加熱した場合は波数が5～4の波動も出現し、これも最終的には円形流れとなるが、波動の存在する期間には周期数分の水温擾乱が顕著であり、小規模実験の水温擾乱もこの波動による可能性があることを指摘した。

7) 一定加熱実験では、環流の $Fi$ が持続的な密度流についての適正な範囲0.3～0.4にあることを確認し、表面水温が上昇すると熱損失が入力の50%程度に達し、実験環流が早く減衰する原因となることを指摘した。断続加熱実験では、補助的加熱により熱損失を調節でき、環流の加速時に不安定波が現れることを確認した。特に、回転が速く加熱の強いケースでは不安定波動が現れ、これに対応する波動が琵琶湖に実在するか否かは明らかではないが、安定した湖の環流が大規模な大気運動と共通のとらえ方ができる点は興味深い。この際、半径方向の水温勾配が緯度に伴う加熱偏差の役割を果たす。

8) 琵琶湖の年間環流過程と類似の実験では浮力束がピークをとる6～7月に環流は最強となり、その後、減衰し秋9～10月には消える。加熱期の環流が熱的に駆動される点は力学的相似と熱（浮力）束の相似から確認した。一方、実験で見られた冬季の環流は放熱に対応した現象であり、夏の環流とは構造が異なることを示した。

9) 環流の回転調節時間（数日）は全環流過程（数ヶ月）に比べて短く、環流下方の混合状態は擬似定常とみなせる。連行速度を評価してみると環流の深化速度のオーダーは十分説明される。深化速度の相似は温度差の比が1に近ければ浮力束の相似と等価である。

10) 上層流速分布は測定していないが、規格化した水温分布から界面Ekman層の存在を確認した。この中間層は摩擦深度の4倍程度の厚みをもち、環流の存在によって維持される。従って、現地でも、この層は環流が確かに存在する季節により明瞭である。

11) 第2、3章の結果を用い、第1環流の速度場について考察した。環流の $Fi$ が一定に保たれる特性から界面が滑面に近いとし、また、環流の安定する6～11月には混合層（水温漸変層）厚が

一定であることから、界面摩擦速度、連行速度、風の混合に対する安定性、界面Rossby数、渦動粘性係数を評価した。また、界面から直線的に分布する水温鉛直分布の特性から、上層内の流速鉛直分布が対数+直線則に従うことが推察された。

12) 北湖の毎月水温分布の変化から鉛直渦動拡散係数を評価した。密度一様な1月には、中立の吹送流の拡散係数分布と類似し、春から夏にかけて減少して一様分布となり、7月には10m以深で動粘性係数のオーダーとなる。夏から秋には界面付近で極小となり、冬季は上・下各層に極大値をもつ特徴的な構造がみられる。基本的に水面・底面および界面からの混合距離理論に従い、吹送流や下層密度流の結果とも整合することがわかった。

## 参考文献

- 1) 須田皖次・関和男・石井次郎・高石静馬・水内松一：琵琶湖調査報告，第一編，神戸海洋気象台彙報，8，1926.
- 2) 岡本巖・森川光郎：密度分布より見たびわ湖の湖流について、陸水学会誌、第22巻、pp. 193-200, 1961.
- 3) 國司秀明・岡本巖・佐藤英夫：びわ湖湖流の観測、京都大学防災研究所年報、第10号B, pp. 321-329, 1967.
- 4) 岡本巖：びわ湖における水温の変動（Ⅱ）—湖流の変動に伴う水温分布の変動—、滋賀大紀要，18，pp. 53-64, 1968.
- 5) 今脇資郎・遠藤修一・國司秀明：びわ湖湖流の研究、京都大学防災研究所年報、第22号B-2，pp.，1979.
- 6) 遠藤修一・岡本巖・中井衛：びわ湖北湖の環流について（Ⅰ）—水温分布からみた環流の変動—、Jap. J. Limnol.，42，pp. 144-153, 1980.
- 7) 金成誠一・今里哲久・國司秀明：びわ湖の内部波の研究（Ⅳ）、京都大学防災研究所年報、第17号B，1974.
- 8) Imasato, N., S. Kanari and H. Kunishi: Study on the Current in Lake Biwa (Ⅰ), Barotropic Circular Currents Induced by the Uniform Wind, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 31, pp. 15-24, 1975.
- 9) Oonishi, Y. and N. Imasato: Study on the Currents in Lake Biwa (Ⅱ), Barotropic Responses to the Uniform Wind of a finite duration, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 31, pp. 53-60, 1975.
- 10) Oonishi, Y.: Development of the Current Induced by the topographic Heat Accumulation (Ⅰ)--The Case of the Axisymmetric Basin--, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 31, pp. 243-254, 1975.
- 11) 遠藤修一：びわ湖の湖流に関する研究、京都大学理学部修士論文、1976.



- 12) 國司秀明・遠藤修一：北湖の湖流に関する数値研究、琵琶湖問題研究機構、琵琶湖湖流の総合的観測とモニタリングに関する研究、pp.130-141、1978.
- 13) Huang, J. C. R: The Thermal Current in Lake Michigan, J. Phys. Oceanogr., 1, pp.105-122, 1971.
- 14) Ookubo, K., Y. Muramoto, Y. Oonishi and M. Kumagai : Laboratory Experiments on Thermally Induced Currents in Lake Biwa, Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol.34, part 2, pp.19-54, 1984.
- 15) Gill, A. E. and J. S. Turner: A comparison of seasonal thermocline models with observation, Deep Sea Res., Vol.23, pp.391-401, 1976.
- 16) Griffiths, R. W. and P. F. Linden: The stability of vortices in a rotating, stratified fluid, Jour. of Fluid Mech., Vol.105, pp.283-316, 1981.
- 17) Kranenburg, C. : Sink flow in a rotating basin, Jour. of Fluid Mech., Vol. 94, pp.65-81, 1979.
- 18) Kraus, E. B. and J. S. Turner: A one-dimensional model of the seasonal thermocline II. The general theory and its consequences, Tellus, 19, pp.98-105, 1967.
- 19) 芦田和男・江頭進治：密度成層のある場における濁水の挙動に関する研究(1), 京大防災研年報, 第18号B, pp.495-512, 1975.
- 20) Boyer, D. L. : Two-layer rotating steady viscous flow over long ridges, J. Fluid Mech., 111, 1981.
- 21) Hide, R. : An Experimental Study of Thermal Convection in a Rotating Liquid, Phil. Trans. Roy. Soc., A250, pp.441-478, 1958.
- 22) Fowles, W. W. and R. Hide : Thermal Convection in a Rotating Annulus of Liquid, Effect of Viscosity on the Transition between Axisymmetric and Non-axisymmetric Flow Regimes, J. Atmos. Sci., Vol. 22, pp.541-558, 1965.
- 23) Fultz, D., Long, R. R., Owens, G. W., Bohan, W., Kaylor, R. and Weil, J. : Studies of Thermal convection in a rotating cylinder with some implications for large-scale atmospheric motions, Meteorol. Monogr., Vol. 4, pp.1-104, 1967.
- 24) Ryan, P. J., D. R. F. Harleman and K. D. Stoltzenbach : Surface Heat Loss from Cooling Ponds, Water Resource Res., Vol.10, No. 5, pp.97-109, 1974.
- 25) Greenspan, H. P. : The Theory of Rotating Fluids, Cambridge Univ. Press, pp.293-299, 1968.

# 結 論

本研究では、風と熱的要因によって発生する湖の吹送流と密度流の発生・流動機構について、水理実験、数値解析および琵琶湖における現地観測に基づいて考察した。以下に、各章の内容を要約して結論とする。

第1章では、湖流の無次元方程式の考察と基礎実験から流れの領域区分を行った。対象とする湖流現象ではRossby数 $Ro$ と鉛直 Ekman数 $Ev$ がともに重要であり、これらを広範に変化させた回転密度流実験ならびに $Ev$ が支配的となる定常状態を対象とした回転管路実験を行い、また、密度流と吹送流の遷移過程で重要な成層界面の限界安定状態を検討する混合層実験によって以下の知見を得た。

慣性・移流時間比を表す $Ro$ によって弱回転および強回転領域を区分し、回転による流量減少の実験から $Ro \approx 1$ は強回転領域にあるが、 $Ro \approx 4$ では非回転系とみなせることを示した。ついで、慣性・拡散時間比を表す $Ev$ によって $Ro < 1$ の強回転域をさらに深水・浅水領域に区分した。深水領域の偏向は速やかに完了して流れの幅は変形半径の約 1.5倍となり、浅水領域では流れ全域で偏向が持続する。下層フロント形状の流下変化特性に着目し、偏向の支配因子が spin-up時間を境にして $Ro$ から $Ev$ に移行することを確認した。一方、定常流を扱った回転管路実験では、流れの偏向（二次流強化）による流量減少を抵抗増加問題とみて、層流範囲での抵抗の増加が $Ev^{-1/2}$ に比例する実験的關係を得た。

以上より $Ro < 1$ の強回転域における深水・浅水領域の遷移は $Ev$ に依存し、 $Ev = O(10^{-2})$ 以下で自転効果が重要となり、鉛直渦動粘性係数 $\nu_v$ の決定が問題となることを指摘した。

交換密度流の混合層は界面波の砕波を伴う初期混合過程で形成され、砕波過程完了時における密度Froude数が $Fi \approx 0.45$ となり、下層流のフロント速度は一定となる。この $Fi$ をRichardson数に変換し、安定限界（ $=1/4$ ）に対応することを確認した。つぎに層乱遷移条件の界面波が安定限界を超えて砕波し渦に遷移する過程を広幅水路で平面的に検討した。渦の平面規模は、この実験で数cm、横断方向にも同程度であり風波のような三次元形態を示すが、風波とは異なり、実測周期から推定した波長は流速の増加とともに減少する。一方、滑面乱流境界層の低速縞が密度流下層にも存在し、界面波と並列らせん流の横断波長が一致して両者の共存場が達成される。この並列らせん流をLangmuir循環とみて、風波との類似性を示し、界面から上昇するburstingの組織渦が連行に寄与する可能性を示した。以上より、注目した界面波が粗滑遷移域に特有のものであるという見通しを得た。

第2章では、琵琶湖南湖の観測と解析結果から浅水湖の吹送流の基本特性と数値解析の問題点について考察するとともに、吹送流の水面抵抗則に関する実験と観測結果の比較から、流速鉛直分布および渦動粘性係数を検討し、回転・非回転系の遷移を明らかにした。

三次元モデルの数値解には、水平・鉛直循環とともに自転および地形による二次流が存在し、水平循環以外は流速の鉛直分布が重要であるため、解析結果は渦動粘性係数 $\nu_t$ の条件に強く依存することを示した。琵琶湖南湖の湖流解析では、南風条件で地形性の水平循環流、北風条件では鉛直循環および下層で東向きの二次流が明瞭になることを示した。風向による流況の相違は東岸が浅い地形と恒流が南向きであるという南湖に固有の条件も関係するが、一般的には、自転および地形性の二次流の相互関係によると考え、両者が逆の回転方向をもつ南風条件では、横断方向の運動量輸送が抑制されて水平循環流が維持されることを指摘した。

湖流解析では、入出力としての風・湖流観測値とモデルの整合性が重要であり、鉛直渦動粘性係数 $\nu_t$ は風応力、流速の鉛直分布、鉛直 Ekman数、さらに、水平渦動粘性係数のような諸量とも関連する。その変動を知り、また、モデルと境界条件および実測値との整合性を検討する方法として風と湖流の同時観測、特に、詳細な鉛直分布の測定が重要であるという方針を得た。

既往の吹送流実験値を有効粘性係数 $\nu_e$ で整理し、第1章の密度流混合層データを粗滑遷移域の代表長 $l_0$ とKeuleganパラメータ $K$ で整理した。一方、層厚と流速値の選択によるRichardson数の変化を検討し、連行係数、粗度高のCharnock関係ならびにシア関数を用いて吹送流における限界Richardson数を表示するとともに、 $\nu_e$ の粗面極限值を検討した。また、得られた $\nu_e$ を用いて水面抵抗則を表示した。これは、滑面で従来のものと同一であるが、吹送流のように表面粗度が変化する場合にはRichardson数とその限界値に支配されることを表している。風速に対する表面流速比がReynolds数の範囲で異なる関係を示すことが水面抵抗則で説明でき、開水路の $\nu_t$ 表示が水面安定効果のため $K^{1/2}$ の因子で修正されることを示した。さらに、この抵抗則が水温成層の存在する現地の吹送流や密度流界面抵抗則にも拡張しうることを示した。

1985年観測では流速分布は擬似層流解で近似でき、濁度鉛直分布は平衡状態の浮遊砂モデルで計算できる。南湖では、風速5 m/s以上で平衡濃度分布が形成され、弱風では沈降が卓越する。水温成層により濁度変動が下層内に限定されたため濁度は鉛直拡散の有効なトレーサーとならなかった。また、観測結果と適合した擬似層流解に近い流速分布の計算結果は水温成層と数値粘性を無視した結果であることを示した。

1986年の観測では湖上風と吹送流の時間変化を測定した。固定層間の安定度と流速差の関係を調べて水温差1℃以下の弱い成層が湖流強度に決定的影響を及ぼすことを指摘した。安定成層による速度勾配の増大は Monin-Obukhov理論に従い、対数+直線則とみなせる流速分布の線形項の係数は気象学で言われる7程度であり、また、成層時には流れの三次元性が強く、表層の流向が風下右手にずれる顕著なスパイラル構造となることを指摘した。さらに、流向系で水面摩擦速度 $u_{*}$ 、表面流速 $u_s$ および粗度高さ $z_0$ を評価し、風速6 m/s以下の観測条件では、 $z_0$ が風速とともに減少してCharnock則に接続し、水面では主に滑面則が成立することを確認した。

水温・濁度鉛直分布の時間変化から鉛直渦動拡散係数 $K_v$ を評価したのち、 $\nu_t$ の変動と鉛直分布を推定し、 $\nu_t$ が中立時には開水路流れの放物線分布に近いが、安定度に強く支配され、この変動により流速分布が顕著に変化する。つぎに、吹送流が比較的薄く、下層部が自由せん断流となる条件下での鉛直Ekman数 $E_v$ の代表長は水深 $h$ ではなく、成層が顕著な場合は上層厚さ、また、自転

が効果的な場合は Ekman 層厚となることを明らかにした。一方、自転効果と関連して成層効果を扱うため、表面 Rossby 数相似則でスケーリングを行い、浅水・深水条件の中間的条件では成層が破壊する遷移条件となることを示した。シア関数から推定した Monin-Obukhov 長を用いて観測値を検討し、そうした条件で実際に限界 Richardson 数が現れて激しい混合が生じ、これを連行過程とみなせば連行公式と合致することを確認した。観測でみた大きな偏向は、特に、深水から混合条件に移る際に出現し、成層破壊時間、すなわち数時間程度は持続する。また、自転効果の増大とともに二次流が強化し、主流の抵抗が増加する相似則の傾向に従って変化することを示した。

第 3 章では、湖面冷却時に発生する下層密度流の水利機構を解明するため、琵琶湖南・北湖間で発生する冬季密度流を対象として、その流動形態と発生機構を考察した。

琵琶湖大橋周辺の三次元水温測定と定点連続観測から大橋断面の詳細観測に至る経緯と、前者で得た流れの実態に関する知見を述べるとともに、初期の数値解析結果、自転効果を間接的に示す水温分布の実例、周辺の気象データの特性等について説明した。密度流の流軸特性に注目して積分モデルを適用した結果、流量が小さく最深部に北流する密度流と、流量が数  $10 \text{ m}^3/\text{s}$  程度で湖底の斜面に沿って北東に流下する密度流の二形式があることを示し、現地でもそれぞれに対応する直進型と右偏型の密度流が見出された。また、弱・緩混合型密度流が風による界面混合状態の相違により流軸が変化する現象は流量自体でなく界面パラメータによることを明らかにした。一方、琵琶湖では冬季も顕著な内部静振が頻発し逆流した南湖水が混合・拡散する実態を示し、密度流の流下形式よりも流量と持続時間が重要なことを指摘した。

密度流の発生予測に重要な熱収支バルク公式を検討し、日照率表示の放射公式が放射量のばらつきを押え、日単位熱収支計算に適することを明らかにするとともに、実測平衡水温から蒸発公式の範囲を限定して熱損失係数を評価した。南湖水温が恒流の影響で流下とともに指数的に減少し平衡水温に近づく特性を水温縦断観測で確認し、琵琶湖大橋南 2～3 km 位置に形成される顕著な表層フロントの南では、平衡水温に近い様水温（南湖混合水温）となり、これが密度流の構造上重要なことを指摘した。恒流補正を行えば妥当な湖水温度変化と南湖混合水温が計算でき、その混合水温は密度流下層水温と一致することを確認した。一方、発生した密度流が破壊（非成層に遷移）する風速は  $3 \text{ m/s}$  程度と推定した。

琵琶湖大橋断面の流速鉛直分布には表面静振や吹送流の影響が加わって、密度流が単独で存在する状況を捉えるのは困難であるが、それが卓越する場合の流速分布を測定した。混合層厚には、第 1 章の実験結果と同様の特性が認められ、また、シア観測による安定度と速度差の関係は第 2 章の吹送流のそれと同一とみなせ、対数+直線則が認められたが、 $1 \text{ cm}^2/\text{s}$  程度の渦動粘性係数を用いると形式的に滑面表示できることを指摘した。一方、界面波の平面・鉛直スケールが数  $10 \text{ cm}$  であり、流速分布から推定される粗度長  $Z_0$  が  $1 \text{ cm}$  程度となることも不合理ではないという結果を得た。つぎに、密度流が卓越する状況の界面抵抗係数  $f_i$  を評価し界面抵抗則と比較した結果、実験や河口より大きい  $O(10^{-2})$  の抵抗係数を得た。これは、河口に比べて密度差が小さく、密度 Froude 数  $F_i$  が  $0.6$  程度と大きいためと推定された。密度流発生時に吹送流が強まると界面波が活

発化して界面が上昇し、上層水温が1時間に1℃近く下がる状況がみられた。特に、北寄りの風で吹送流の影響が加わると緩混合密度流に相当する流況に遷移することを示した。

断面直交成分については下層平均流速と各橋脚の底上50cm層流速と相関がよく、この点を利用して大橋断面の流速場を検討した結果、上層の順流（南向き）は西岸、下層の逆流（北向き）は東岸に偏り、順・逆流の各最大流速位置が断面中央からずれることがわかった。一方、プロベラ流速計の流速と水温偏差の関係から求めた密度流限界流条件は断面直交1成分のデータに基づくため、流れの偏向があれば問題となる。そのため、詳細観測における2成分流速分布の実測値から流れの偏向を検討した結果、流速、すなわちRossby数が小さいほど二次流の強まる関係が認められ、この関係は成層による渦動粘性係数の減少を考慮して説明可能なことを示した。さらに、この下層流の偏向の関数と絶対流速の密度Froude数が一定となる関係を用いて、密度流の流量を表示した。

横流出のある不等流計算で界面形を計算したが、密度流の発生は熱収支、すなわち気象条件に支配される非定常過程である。湖面冷却と密度流強化の時間遅れを考慮し、熱収支・移流・混合過程と流量表示とを結合したタンクモデルで追跡計算を行った。流量表示に導入した自転効果が効果的であり、流れの偏向による流量減少を考慮すれば遅れ時間を陽に与えなくても密度流発生が予測できることを示した。

第4章では、深水湖の成層期に発生する水平環流について、琵琶湖北湖の環流を熱流動過程と捉え基礎実験と模型実験を通して実験相似則と流れの成因を検討し、定在的な環流が成層を維持・深化するという熱成論で成層化と環流の相互関係を明らかにした。

基礎実験においては、上層厚、上層浮力、浮力束の時間変化を琵琶湖北湖における年間変化と比較し定性的な一致を確認した。また、加熱環流は $Ro$ 、 $E_v$ 、 $Fi$ について現地の環流と相似し、環流の発達と成層化の間に $Fi \approx 0.3$ の関係があることを指摘した。さらに、基礎実験で得られた環流は表層での収束、水温躍層の形状、Ekman層の流動という点で現地の環流の特徴を備え、水温躍層の水温分布はEkman層厚で無次元化できることを示した。また、単純化した地形条件を与えた実験を行い、環流配列がこれらの地形要素に規定されることを示した。

基礎実験の相似則を考慮して環流パラメータを整理し、歪模型による琵琶湖環流の模型実験を行った。力学的相似の無次元数は $Ro$ 、 $E$ （または $E_v$ ）、上層厚・全水深比 $h/H$ および $Fi$ であり、上層深化には慣性時間による時間相似を導入した。模型実験における環流の個数と位置・配列は最近の観測で知られる環流のパターンとよく一致した。一定加熱実験では、環流の $Fi$ が持続的な密度流の適正な値0.3~0.4であることを確認した。環流調節のspin-up時間（数日）は環流過程（数ヶ月）に比べて短く環流下方の混合状態は擬定常とみなせる。この状態の連行速度を評価すると上層深化速度は十分説明された。温度差の比が1に近い場合には用いた時間相似は浮力束の相似と等価である。断続加熱実験では、加熱を強めると軸対称の不安定波動が現れた。Rossby regimeに属する不安定波に対し環流がHadley regimeの流れであることを示した。不安定波動が実在するか否かは明らかでないが、湖の環流が大規模な大気運動と共通の捉え方ができるという

点とこの波動に伴う水温擾乱は興味深い。

琵琶湖の年間過程を模擬した実験では環流は浮力束ピークの6～7月に最強となり、9～10月に消えた。実験では表面水温によって加熱に対する熱損失の比率が変化し、時間的ずれが生じたと考えられる。実験における冬季の環流は夏季と異なり、構造は明らかではないが、実験終了時まで持続した点から放熱状態に対応するものであった。以上、琵琶湖の環流が熱的に駆動される流れであることを力学的相似と熱（浮力）の相似から結論した。

実験で用いた水温分布の無次元化を現地の水温鉛直分布に適用し、界面 Ekman層の存在を検討した。水温漸変層は摩擦深度の4倍程度の厚みをもち、環流によって維持されるので、環流が存在する季節に明瞭であることを指摘した。吹送流と密度流の知見から環流の流速分布を考察した。環流の  $F_i$  が一定に保たれる性質と環流の連行速度が小さいという事実から界面が滑面に近いと考え、環流が安定する6～11月には混合層（水温漸変層）の厚さが一定であることから界面摩擦速度、抵抗係数、連行速度、風の混合に対する安定性、界面 Rossby 数、渦動粘性係数等を評価し、それらが妥当な値であることを確認した。一方、界面付近の直線的水温分布特性から上層流速分布が対数+直線則に従うと推察した。つぎに、環流の年間変化と対比し渦動粘性係数の鉛直分布について考察した。非成層の拡散係数は中立吹送流と類似し、春季に減少して一様分布となるが、成層が明瞭になる夏季には界面付近で極小値をとるようになり、秋～冬季は上・下各層に極大値をもつ特徴的な構造となる。基本的に水面・底面および界面からの混合距離理論に従い、吹送流や下層密度流の結果と整合することがわかった。

本研究で対象とした琵琶湖の3種の流系は、界面安定性の観点から南湖吹送流・冬季密度流・環流の順に浅水から深水条件に位置づけられ、成層破壊のタイムスケールは時間から季節単位まで広く分布するが、いずれも中立状態にもどるという点で類似である。

深水・浅水湖および成層・非成層湖の遷移は、鉛直渦動粘性係数の変化として鉛直 Ekman 数を変化させ、回転・非回転系の遷移を支配する。浅水湖の吹送流において水温成層が鉛直渦動粘性係数と流速鉛直分布を支配することが明らかになった。一方、下層密度流では、対数+直線則の成立する領域が渦動粘性係数を用いた形式的な粘性底層とみなせる例を示した。吹送流と密度流が共通の抵抗則・偏向関係に従い、粗度が成層に支配され安定度長しと関係することを確認した。これらの流れにおいて渦動粘性係数が成層による点は確認されたが、観測時間が数分～数10時間と短いために明確でなかった成層時の渦動粘性分布については、長期の環流過程に伴う水温鉛直分布の変化から明らかにした。以上の流系比較では、表面 Rossby 数が支配的であり、これが一種の Richardson 数であることは述べたが、しに基づいた鉛直 Ekman 数でもあることが重要である。

現地観測によって湖流の平均流速分布を明らかにし、乱流場を渦動粘性係数で代表させる解法の範囲内で以上の結論を得た。広水域の問題は、今後さらに数値解析に対する依存を強めると考えられるが、計算手法の進歩とは独立に数値解析の周辺問題（境界条件である風、検証手段としての現地観測、水理実験結果との整合性等）の現状を分析し整理することが重要であろう。

## 謝 辞

最後に、本研究をすすめるにあたって、終始懇切なる御指導と御激励を賜った京都大学防災研究所教授村本嘉雄先生に衷心より感謝申し上げます。また、研究遂行上、適切な御示唆と御助言を頂いた京都大学工学部教授岩佐義朗先生および同助教授井上和也先生にも厚く御礼申し上げます。さらに、研究の実施に際して討議ならびに御助力を頂いた京都大学防災研究所河川災害部門の諸兄ならびに卒業生各位に深甚の謝意を表しますとともに、現地観測と資料収集に際して、関係の皆様方から多大な御協力を頂いたことに対し、心より御礼申し上げます。





